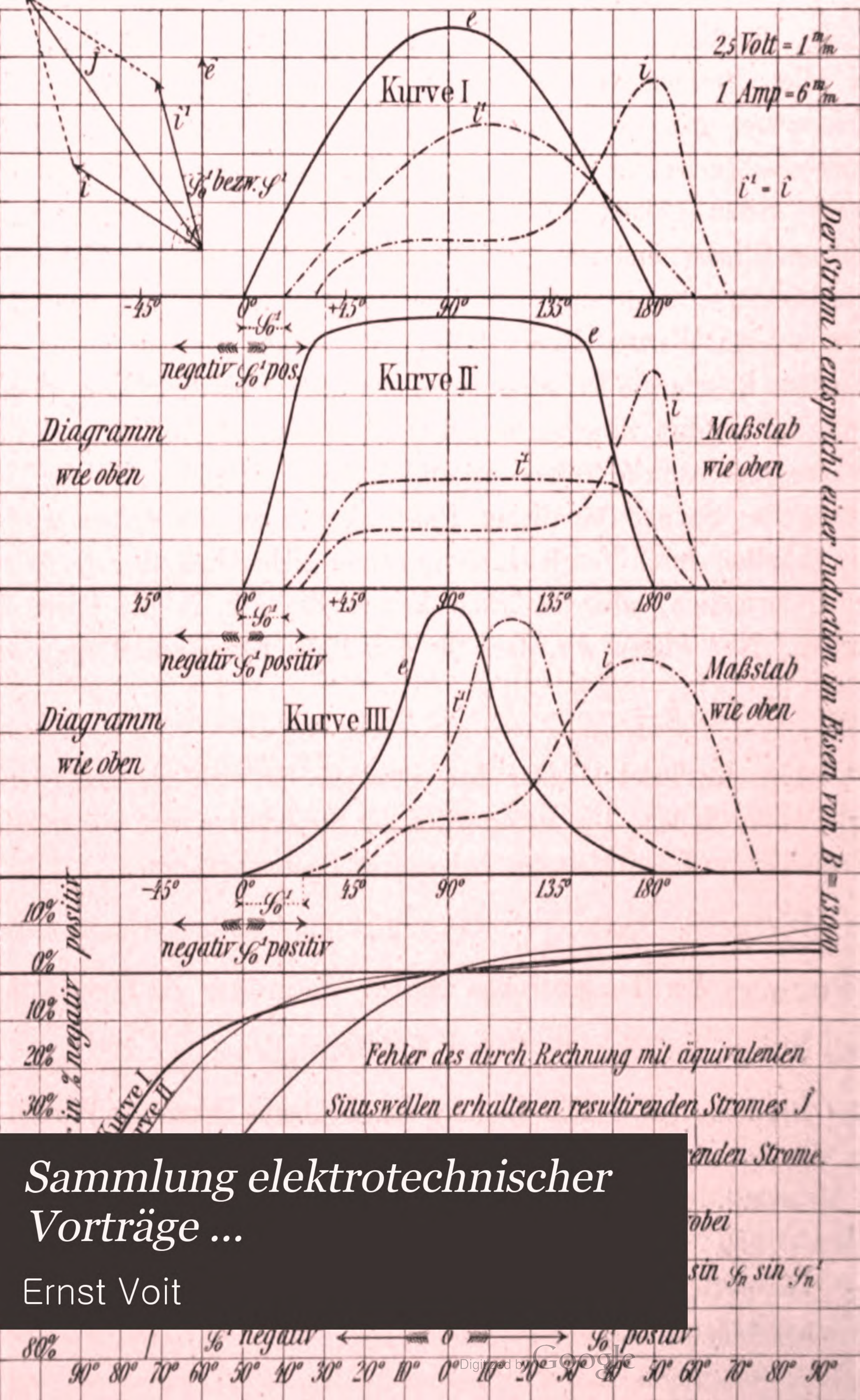
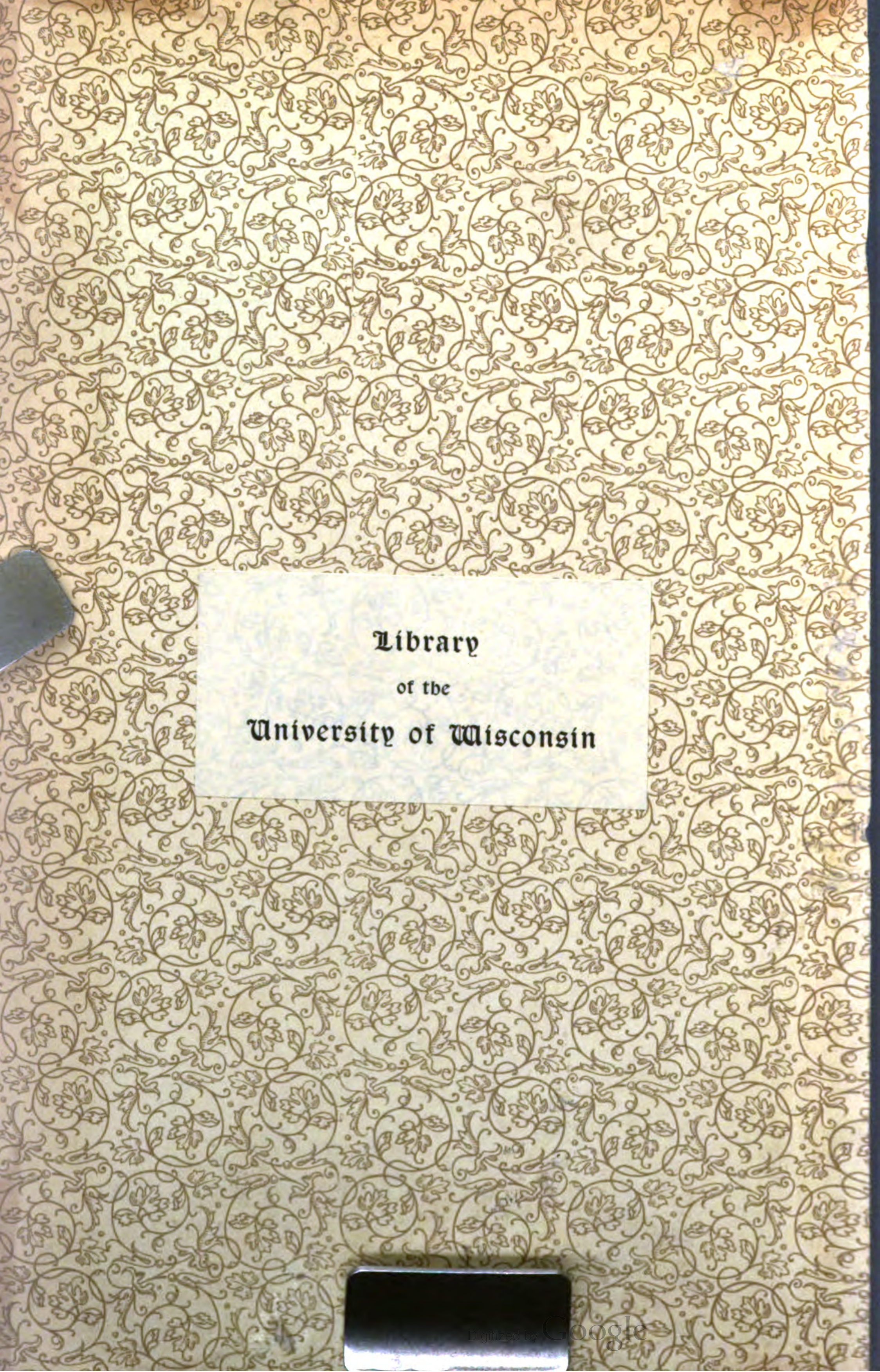
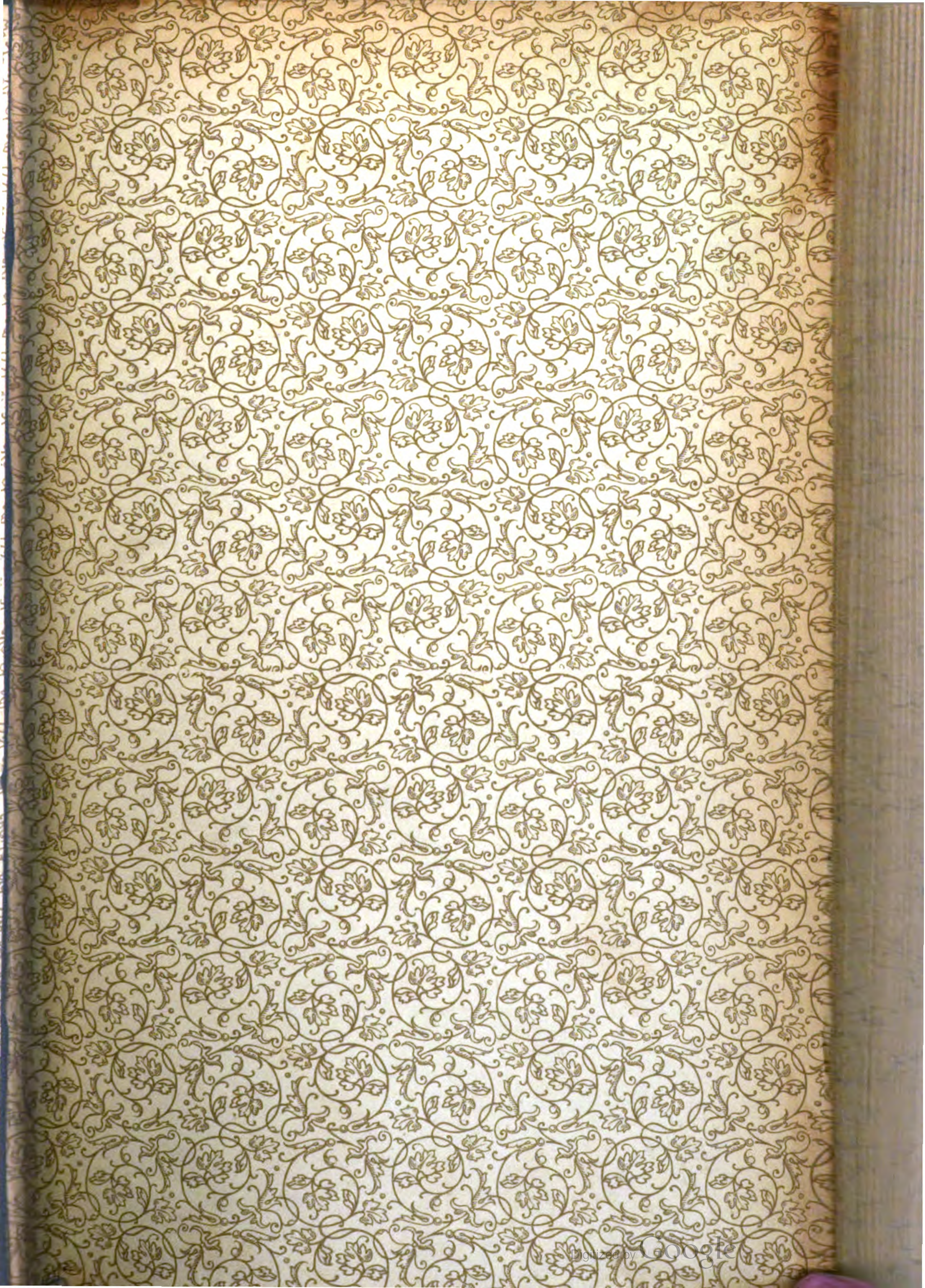


2,5 Volt = 1 m/m
1 Amp = 6 m/m
Kurve I
Kurve II
Kurve III
negativ
positiv
Diagramm wie oben
Maßstab wie oben
Der Strom i entspricht einer Induction im Eisen von B = 13000
Fehler des durch Rechnung mit äquivalenten
Sinuswellen erhaltenen resultirenden Stromes J
Sammlung elektrotechnischer Vorträge ...
Ernst Voit





SAMMLUNG

Elektrotechnischer Vorträge.

Unter Mitwirkung von

Prof. E. Arnold-Karlsruhe, Direktor Dr. Corsepius-Dresden, Direktor Einbeck-Berlin, Ingenieur C. P. Feldmann-Köln-Ehrenfeld, Prof. Dr. K. Feussner, Mitglied der physikal.-technischen Reichsanstalt, Oberingenieur Görling-Nürnberg, Ingenieur A. Heyland-Charleroi, Prof. Dr. Heinke-München, Chefelektriker J. Heubach-Köln, Geheimrat Prof. Dr. E. Kittler-Darmstadt, Oberingenieur L. Kohlfürst-Kaplitz, Direktor Nerz-Nürnberg, Prof. Dr. Niethammer-Brünn, Prof. Dr. G. Roessler-Berlin, Elektroingenieur Alex Rothert-Nancy, Dr. P. Schoop-Pfronten, Ingenieur Ch. P. Steinmetz-Schenectady, Baurat F. Uppenborn-München, Prof. H. F. Weber-Zürich, Prof. Dr. W. Wedding-Berlin

herausgegeben von **Prof. Dr. ERNST VOIT.**

IV. BAND.

Mit 192 Abbildungen und 3 Tafeln im Text.

STUTTGART.
VERLAG VON FERDINAND ENKE.
1903.



Druck der Union Deutsche Verlagsgesellschaft in Stuttgart.

Inhaltsverzeichnis.

Der Wechselstromserienmotor.

Von

Julius Heubach, Chefelektriker, Köln a./Rh.

Mit 35 Abbildungen.

1. Einleitung.

Die Erscheinung, dass ein Gleichstrommotor seine Drehrichtung unverändert beibehält, wenn die Polarität des zugeführten Stromes kommutiert wird, legt den Gedanken nahe, dass ein gewöhnlicher Gleichstrommotor auch zum Betrieb mit einphasigem Wechselstrom geeignet sein müsste, falls man das Feldmagnetsystem, um eine rationelle Ummagnetisierung zu ermöglichen, in ähnlicher Weise wie den Anker aus Blechscheiben zusammensetzt. Eine einfache Ueberlegung ergibt sofort, dass ein mit Wechselstrom betriebener Nebenschlussmotor nur ein unbefriedigendes Ergebnis liefern kann, und zwar aus folgenden Gründen.

Die Feldwindungen des Nebenschlussmotors können (abgesehen von Verlusten durch den Ohmschen Widerstand und Hysteresis) nur wattlosen Strom konsumieren, und daher ist der Erregerstrom und mit diesem das Erregerfeld um 90° gegen die Klemmenspannung im Sinne einer Verzögerung verschoben. Der Anker dagegen muss, damit der Motor überhaupt elektrische Arbeit aufnehmen und dafür mechanische Arbeit leisten kann, von Wattstrom durchflossen werden. Da nun das Drehmoment des Motors in jedem Moment dem Produkt aus Feldstärke des Erregermagneten und Stromstärke im Anker proportional ist, diese beiden Faktoren aber nie gleichzeitig ihr Maximum erreichen können, wird das Drehmoment und dementsprechend die Leistung des Motors nur eine geringe sein.

In dieser Beziehung verhält sich der Hauptstrommotor viel günstiger, da bei einem solchen Feldwindungen und Anker von ein und demselben Strom durchflossen werden, Erregerfeld und Ankerstrom sich daher stets in Phase befinden und die Zugkraft infolgedessen ihren günstigsten, maximalen Wert erreicht. Aber auch ein Hauptstrommotor, der abgesehen von seinem lamellierten Erregermagnet-

system wie eine Gleichstrommaschine gebaut ist, wird nur ein ungünstiges Ergebnis liefern, welche seine praktische Verwendung in Frage stellt, wenn die dem Motor anhaftenden Uebelstände nicht beseitigt werden.

Diese Uebelstände sind:

1. Grosse Effektverluste im Anker, abgesehen von den durch Ankerwiderstand, Hysteresis und Reibung etc. hervorgerufenen.

2. Starkes Feuern an den Bürsten, welches durch die sub 1 genannten Effektverluste bedingt wird.

3. Ein äusserst ungünstiger Leistungsfaktor (cos φ).

Im nachstehenden sollen die Ursachen dieser Uebelstände festgestellt werden.

2. Die Ankerspulen in der neutralen Zone.

Bei einer Gleichstrommaschine befinden sich die Spulen, deren Kollektorsegmente die Bürsten passieren, in der neutralen Zone, d. h. in diesen Spulen wird im besprochenen Moment keine E.M.K. induziert. Beim Betrieb eines Wechselstrommotors liegen dagegen die Verhältnisse wesentlich anders; denn es gibt hier zwei verschiedene Ursachen, welche im stande sind, E.M.K.K. zu induzieren. Die eine Ursache ist wie beim Betrieb mit Gleichstrom das Schneiden von Kraftlinien durch die Relativbewegung zwischen Anker und Feld, die andere Ursache dagegen ist die periodische Fluktuation der vom Wechselstrom erzeugten Felder.

Fig. 1 zeigt eine Ankerspule mit ihren Kollektorlamellen in dem Moment, in welchem sie sich in der neutralen Zone befindet, und in welchem während des Passierens der Bürsten die Kommutierung vollzogen wird. Es ist aus der Gleichstromtechnik genügend bekannt, dass in diesem Augenblick die Spule kurz geschlossen ist, und aus der Figur ist sofort ersichtlich, was eintreten muss, wenn das Erregerfeld nicht wie bei Gleichstrom ein konstantes, sondern ein periodisch variierendes ist. Die fragliche Spule steht nämlich in diesem Falle zur Wicklung des Feldmagneten genau in demselben Verhältnis wie eine kurzgeschlossene Sekundärwindung eines Transformators zu dessen Primärwicklung.

In der kurzgeschlossenen Ankerspule wird ein kolossaler Strom erzeugt, der in mehrfacher Hinsicht schädliche Wirkungen äussert:

1. Der Kurzschlussstrom bedingt einen unnützen Effektverlust $J^2 W$ in der Spule.

2. Die erregende Kraft der Kurzschlussampèrewindungen ist der erregenden Kraft der Erregerampèrewindungen entgegengesetzt gerichtet, und der Kurzschlussstrom bedingt dadurch ein Anwachsen des Erregerstromes, um eine Schwächung des Erregerfeldes zu verhindern.

3. Da der Kurzschlussstrom der Spule seinen Weg über die Kollektorlamellen durch die Bürsten nehmen muss, bedingt er eine nutzlose Ueberlastung der Bürsten. In Fig. 2 ist der Weg des Kurzschlussstromes in einer Schleifenwicklung durch die stärker ausgezogenen

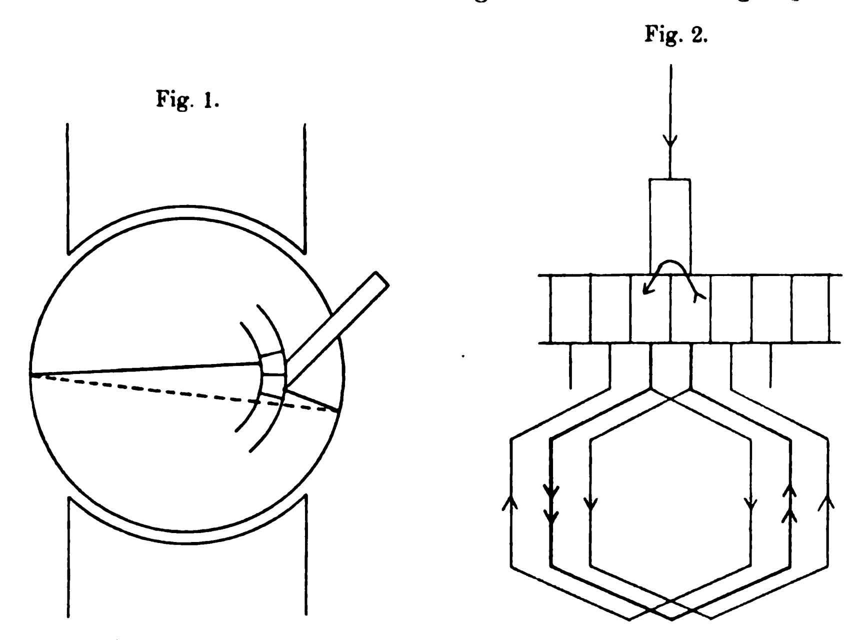


Fig. 1. Fig. 2.

Linien und durch Doppelpfeile markiert, während der Verlauf des Betriebsstromes durch einfache Pfeile angedeutet ist. Die Bürsten haben daher ausser dem Betriebsstrom auch den Kurzschlussstrom zu führen und dies bedingt natürlich eine grosse Neigung zur

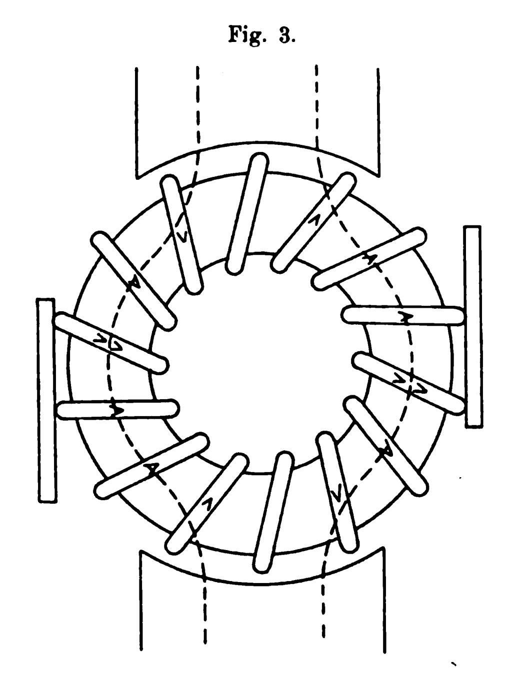
4. Funkenbildung. Diese wird noch dadurch begünstigt, dass in dem Moment, in welchem eine Kollektorlamelle die Bürste verlässt, der Kurzschlussstrom der Spule, welche zur betreffenden Kollektorlamelle gehört, plötzlich unterbrochen wird, und es zeigen sich daher an den Bürsten ähnliche Erscheinungen, wie an einem Ausschalter, wenn mit demselben plötzlich Strom unterbrochen wird.

Die Grösse der vom undulierenden Erregerfeld in der Kurzschlusswindung erzeugten E.M.K. ist nur von der Stärke des Erregerfeldes, also von der Grösse des Betriebsstromes des Motors, nicht aber von

der Geschwindigkeit, mit der sich der Anker dreht, abhängig. Die genannten Erscheinungen sind daher auch beim stillstehenden Motor vorhanden. Ebenso ist die Richtung dieser induzierten E.M.K. unabhängig von der Drehrichtung des Ankers.

Aber nicht nur in der Kurzschlussspule wird durch das Erregerfeld eine E.M.K. induziert, sondern auch in den übrigen Ankerspulen, wie sich am bequemsten an einem Ringanker (Fig. 3) zeigen lässt. Die algebraische Summe dieser E.M.K.K. ist Null, sie heben sich

Fig. 3.



gegenseitig auf und sind nicht im stande einen Strom hervorzurufen. Sie sind daher in Bezug auf das Funktionieren des Motors belanglos und brauchen nicht weiter berücksichtigt zu werden. Eine Ausnahme bilden nur die bereits besprochenen, durch die Bürsten kurzgeschlossenen Spulen, deren induzierte E.M.K. in der Fig. 3 auch durch Doppelpfeile besonders hervorgehoben ist.

Mittel zur Vermeidung der schädlichen Wirkung der kurzgeschlossenen Ankerspulen werden im 9. Abschnitt angegeben.

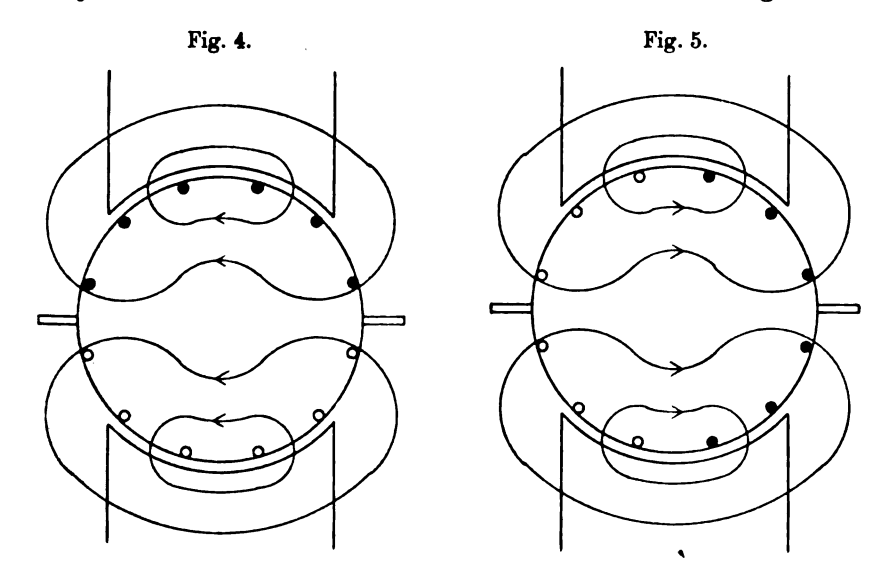
3. Wirkung des Ankerfeldes.

Die Ampèrewindungen des Ankers einer Gleichstrommaschine erzeugen ein Feld, welches bei entsprechender Bürstenstellung senk-

recht zu dem Erregerfeld der Maschine steht. Dieses Ankerfeld bewirkt eine Verzerrung des ursprünglichen Erregerfeldes und man bezeichnet diese Erscheinung als Ankerreaktion. Betreibt man eine solche Maschine mit Wechselstrom, so tritt noch eine weitere Wirkung des Ankerfeldes auf, welche am leichtesten erkannt wird, wenn man vom Erregerfeld ganz absieht und nur die Wirkung des Ankerfeldes für sich betrachtet.

Fig. 4 zeigt einen Anker, dem durch seine in der neutralen Zone stehenden Bürsten Wechselstrom zugeführt wird. Da die Ankerdrähte auf jeder Hälfte desselben von Strom in derselben Richtung durch-

Fig. 4. Fig. 5.



flossen werden, kann der Anker als ein Solenoid mit horizontal liegender Achse aufgefasst werden. Die von den Ankerampèrewindungen erzeugten Kraftlinien verlaufen in der aus der Figur ersichtlichen Weise, und man sieht, dass diese Kraftlinien bei ihrem Entstehen und Verschwinden in den Ankerwindungen E.M.K.K. induzieren müssen, der Anker stellt einfach eine Drosselspule dar, die von dem Betriebsstrom durchflossen werden muss. Dadurch wirkt das vom Anker hervorgerufene Feld insofern schädlich, als es nutzlos die Selbstinduktion des Motors vergrössert. Die Grösse des Ankerfeldes, und damit die Grösse der E.M.K. der Selbstinduktion des Ankers ist — genau so wie der Kurzschlussstrom in den Ankerspulen bei der Kommutierung — unabhängig von Tourenzahl und Drehrichtung des Ankers.

Die Vergrösserung der Selbstinduktion des Motors ist die ein-

zige schädliche Wirkung des Ankerfeldes. Die kurzgeschlossenen Spulen werden von den Kraftlinien des Ankerfeldes nicht geschnitten, ebensowenig wird durch diese Kraftlinien in den Windungen des Feldmagneten eine E.M.K. induziert, wie sich auch aus der Ueberlegung ergibt, dass die Windungsfläche der Erregerspule und des Ankers senkrecht aufeinander stehen. Durch die Rotation des Ankers in einem eigenen Feld kann ebenfalls kein Strom hervorgerufen werden, da sich die in den Ankerdrähten durch die Relativbewegung zwischen Anker und seinem Feld induzierten E.M.K.K. in Bezug auf den äusseren Stromkreis des Ankers aufheben (Fig. 5).

Methoden, die Entstehung des Ankerfeldes zu unterdrücken und dadurch die Selbstinduktion des Ankers aufzuheben, finden sich im 10. Abschnitt.

4. Diagramm des verlustlos arbeitenden Motors.

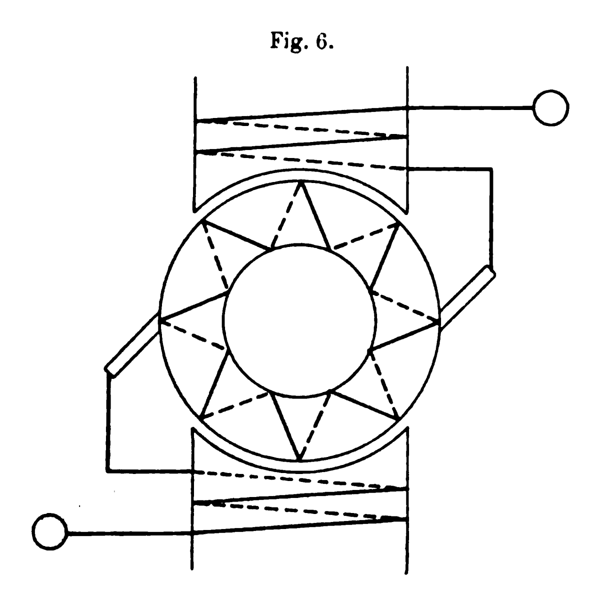
Bevor die Methoden, welche die Beseitigung der dem Motor anhaftenden Mängel, die im vorhergehenden Kapitel geschildert wurden, besprochen werden können, dürfte es zweckmässig sein, zuerst das Verhalten und die Berechnungsweise eines idealen, mit all den genannten Fehlern nicht behafteten Motors, festzustellen. Es sei daher ein Motor angenommen, in dessen Ankerspulen bei der Kommutierung kein Kurzschlussstrom entsteht, dessen Ankerfeld (Ankerreaktion) aufgehoben sei, dessen Wicklung widerstandslos und dessen Eisen hysteresisfrei ist. Im übrigen soll der Motor mit einer Hauptstromwicklung versehen sein (Fig. 6).

Wird der Motor bei einem beliebigen Belastungsstadium von einem Strom J durchflossen, so wird von den Erregerspulen im Feldmagnet das Erregerfeld hervorgerufen, welches auch den Anker durchsetzt. Durch die Undulationen des Erregerfeldes wird zwischen den Bürsten des Ankers keine E.M.K. induziert, wie bereits im vorigen Kapitel erwähnt wurde, dagegen wird in den Erregerspulen eine E.M.K. E_s, welche zu dem Strom um 90^0 phasenverzögert ist, die E.M.K. der Selbstinduktion der Erregerwicklung hervorgerufen (Fig. 7).

Da angenommen wurde, dass die Ankerreaktion des Motors aufgehoben ist, wird durch die Ankerampèrewindungen kein Ankerfeld erzeugt und keine E.M.G.K. der Selbstinduktion in den Ankerwindungen hervorgerufen. Wohl aber wird durch die Rotation des Ankers und das dadurch bewirkte Schneiden der Kraftlinien des Erregerfeldes

durch die Ankerdrähte in denselben eine E.M.K. induziert, die gleichzeitig mit dem Erregerfeld, resp. mit dem Motorstrom J ihren maximalen Werth erreicht. Diese E.M.K. variiert unabhängig von der Geschwindigkeit, mit der sich der Anker dreht, genau nach der gleichen Funktion, nach welcher der Erregerstrom variiert. Von der Tourenzahl des Ankers hängt lediglich die Grösse dieser E.M.K., nicht aber deren Form oder Periodenzahl ab. Die Richtung dieser E.M.K. muss der Richtung des Stromes entgegengesetzt sein, also 180° Phasen-

Fig. 6.



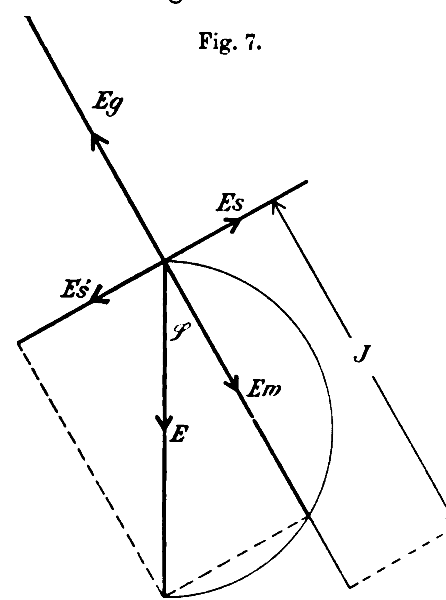
abstand vom Strome haben, denn sie entspricht der E.M.G.K. eines Gleichstrommotors. In Fig. 7 ist die E.M.G.K. des Ankers mit E_g bezeichnet.

Den beiden im Motor auftretenden E.M.G.K.K. E_s' und E_g muss die Klemmenspannung des Motors das Gleichgewicht halten. Es ist demnach die Grösse und Richtung der Klemmenspannung E bestimmt, denn sie ist die Resultante aus ihren beiden Komponenten E_s und E_w, welch letztere an Grösse gleich, an Richtung entgegengesetzt sein müssen den beiden E.M.G.K.K. E_s' und E_g. E schliesst mit J den Phasenverschiebungswinkel φ ein.

Das Diagramm lässt sich noch wesentlich vereinfachen, wenn die Magnetisierungskurve des Motors — die statische Charakteristik desselben — als eine Gerade angenommen wird, was mit Rücksicht auf die bei Wechselstrommotoren notwendig geringe Eisensättigung

zulässig ist. Dies vorausgesetzt ist aber E_s stets J proportional, und kann daher im Diagramm durch ein und dieselbe Gerade dargestellt werden.

Das Diagramm eines mit konstanter Klemmenspannung betriebenen Motors bekommt dann das Aussehen der Fig. 8. Ueber der Geraden a b, welche die konstante Klemmenspannung repräsentiert, wird ein Halbkreis beschrieben, und die beiden nach einem beliebigen Punkt c gezogenen Sehnen a c und b c stellen die beiden Komponenten der Klemmenspannung, die wattlose E_s und die Wattkomponente E_w dar, während der Winkel a b c die Phasenverschiebung zwischen Strom und Spannung angibt. Die Strecke a c repräsentiert ausser der wattlosen Spannungskomponente auch den Motorstrom, welcher dieser proportional ist, und a c kann endlich auch die Luftinduktion B_l des Erregerfeldes darstellen, da diese wieder dem Motorstrom J proportional sein muss. Man erhält daher folgende einfache Beziehungen:



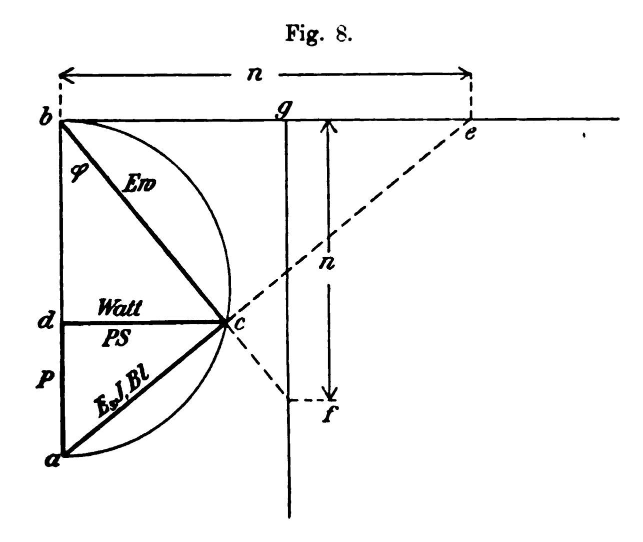
$$E_w = E \cdot \cos \varphi, \quad \ldots \quad (1)$$
$$E_s = E \cdot \sin \varphi, \quad \ldots \quad (2)$$
$$J \cong B_l \cong E_s = E \cdot \sin \varphi. \quad \ldots \quad (3)$$

Der Wattkonsum des Motors ist gegeben durch das Produkt Wattkomponente der Spannung × Motorstrom, und da der Motor als verlustlos arbeitend angenommen ist, kann das mechanische Aequivalent (PS) an Stelle der elektrischen Arbeit gesetzt werden, also:

$$PS \cong Watt = E_w \cdot J = E^2 \cdot \sin \varphi \cdot \cos \varphi. \quad \ldots \quad (4)$$

Im Diagramm entspricht diese Grösse der doppelten Fläche des Dreiecks a b c. Da dies Dreieck die konstante Basis a b besitzt, ist die Höhe desselben c d seiner Fläche proportional, und mithin bildet die Länge der Geraden c d ein Mass für den Wattkonsum des Motors oder seine mechanische Leistung.

Fig. 8.



Die Zugkraft P ist proportional dem Produkt aus Induktion des Erregerfeldes × Ankerstrom (= Motorstrom), also:

$$P \cong B_l \cdot J = E^2 \cdot \sin^2 \varphi \quad \ldots \ldots \quad (5)$$

Auch die Zugkraft lässt sich im Diagramm bequem darstellen. Sowohl die Induktion B_l, als der Strom J sind im Diagramm durch die Gerade ac repräsentiert, und es muss daher die Zugkraft:

$$P = B_l \cdot J = \overline{ac}^2$$

sein. Aus der Aehnlichkeit der beiden Dreiecke abc und acd folgt die Proportion

$$\frac{ab}{ac} = \frac{ac}{ad}$$

und hieraus

$$\overline{ab} \cdot \overline{ad} = \overline{ac}^2.$$

Nun ist $\overline{ab}$ eine Konstante, und daher ist $\overline{ad}$ proportional $\overline{ac}^2$, also proportional der Zugkraft.

An den Bürsten des Ankers herrscht eine Spannung von der Grösse der Wattkomponente der Erregerspannung E_w, und diese muss durch die E.M.G.K. des Ankers, die durch die Rotation desselben erzeugt wird, balanciert werden. Die im Anker induzierte E.M.K. ist proportional der Tourenzahl und der Induktion des Erregerfeldes. Es ist also:

$$E_w \cong n \cdot B_l,$$

daher:

$$n \cong \frac{E_w}{B_l} \cong \frac{E \cdot \cos\varphi}{E \cdot \sin\varphi} = \operatorname{cotg}\varphi \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (6)$$

Die Tourenzahl kann im Diagramm bequem in zweifacher Weise dargestellt werden. Da die Kotangente gleich der Tangente des Komplementärwinkels ist, ergibt sich:

$$\operatorname{cotg}\varphi = \operatorname{tg} bae = \frac{be}{ab}.$$

Der Nenner $\overline{ab}$ ist konstant, daher ist:

$$n \cong be$$

für hohe Tourenzahlen, wenn der Punkt c sich dem Punkt a sehr nähert, wird die Gerade be unbequem lang, und es ist in solchen Fällen die Tourenzahl bequemer folgendermassen darzustellen. Parallel zu ab wird in nicht zu grossem Abstand bg eine Gerade fg gezogen. Es ist dann der Winkel $bfg = \varphi$, folglich:

$$\operatorname{cotg}\varphi = \operatorname{cotg} bfg = \frac{fg}{bg}.$$

Aus der Konstanz von bg folgt wieder die Proportionalität:

$$n \cong fg.$$

Das Diagramm Fig. 8 stellt einen beliebigen mittleren Belastungszustand des Motors dar. Mit steigendem Strom nähert sich der Punkt c dem Punkt b, φ wird immer grösser, also $\cos\varphi$ immer kleiner, die Zugkraft wächst ebenfalls, wogegen die Tourenzahl immer mehr abnimmt. Bei Stillstand fällt c mit b zusammen, n wird Null, der Strom und die Zugkraft erreichen ihren Maximalwert ab, φ wird 90^0, $\cos\varphi = 0$, ebenso wird Wattverbrauch und mechanische Leistung des Motors Null.

Bei abnehmendem Strom nähert sich dagegen der Punkt c immer mehr dem Punkt a, die Zugkraft nimmt immer mehr ab, und die Tourenzahl nähert sich dem Wert unendlich, d. h. der Motor geht durch. Wattverbrauch und mechanische Leistung haben in beiden Extremfällen, bei Stillstand und unendlich grosser Tourenzahl, die Grösse Null, und besitzen einen maximalen Wert, wenn $\varphi = 45^0$ und die Zugkraft die halbe Grösse ihres Maximums besitzt.

Der Motor ähnelt in vieler Beziehung dem Gleichstromserienmotor, er unterscheidet sich von demselben nur dadurch, dass Strom und Zugkraft selbst bei verlustlos arbeitendem Motor endliche Maximal-



werte besitzen, während bei einem widerstandslosen Gleichstromserienmotor bei Stillstand Strom und Zugkraft unendlich gross sein würde.

Will man die einzelnen für das Verhalten des Motors massgebenden Grössen in ein rechtwinkliges Koordinatensystem auftragen, so wird das Diagramm Fig. 8 bequemer in der Fig. 9 entsprechenden Weise gezeichnet, und als Abscisse für das rechtwinklige Koordinatensystem Fig. 10 wird dann die Stromstärke J aufgetragen. Die Konstruktion und die Richtigkeit des Diagrammes Fig. 9 ist ohne weiteres klar, da korrespondierende Punkte mit den gleichen Buchstaben be-

Fig. 9.

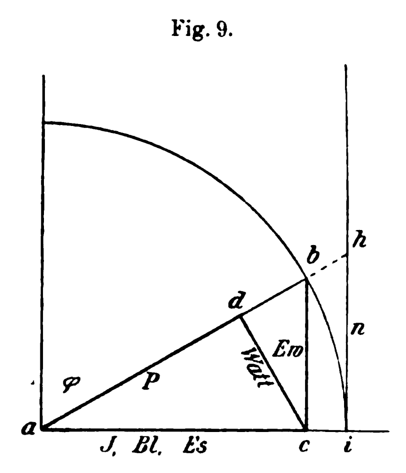
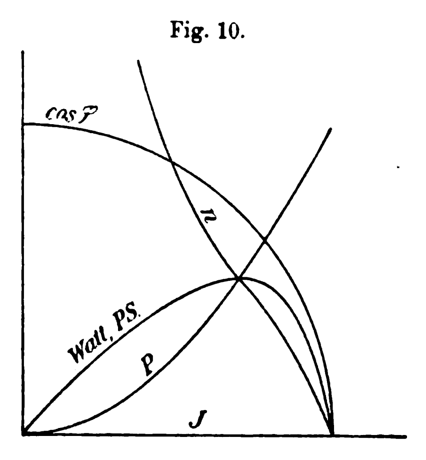


Fig. 10.



zeichnet sind, wie in Fig. 8. Um den Punkt a ist ein Viertelkreis vom Radius ab, gleich der konstanten Klemmenspannung E beschrieben, und die Koordinaten ac, bc bilden die beiden Komponenten E_w und E_s derselben. Eine von c aus auf ab gefällte Senkrechte cd stellt die Leistung, die Strecke ad die Zugkraft dar. Die Tourenzahl wird dadurch gefunden, dass ab bis zu ihrem Schnittpunkt mit einer zur Ordinatenachse parallel gezogenen Geraden hi verlängert wird. Die Strecke hi stellt dann die Tourenzahl dar. Denn es ist nach Gleichung 6:

$$n = \operatorname{cotg} \varphi = \operatorname{cotg} a h i = \frac{h i}{a i} \cong h i,$$

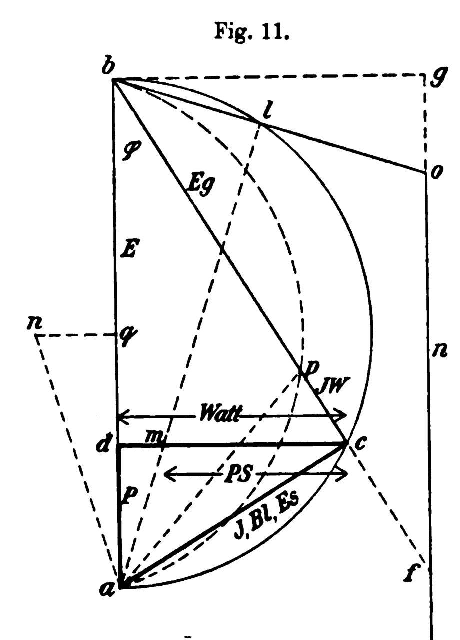
also proportional hi, da ai konstant ist.

5. Diagramm unter Berücksichtigung der Ohmschen Verluste.

Durch die Berücksichtigung des Ohmschen Widerstandes des Motors werden die im vorigen Abschnitt entwickelten Diagramme etwas

modifiziert. In Fig. 11 möge ab wieder die konstante Klemmenspannung E vorstellen, welche sich in die Wattkomponente bc und die wattlose ac zerlegt. ac repräsentiert gleichzeitig den Motorstrom J und die Luftinduktion B_l. Es ergibt sich dann, genau wie beim verlustlos arbeitenden Motor, dass die Strecke cd den vom Motor konsumierten Watt, die Strecke ad der entwickelten Zugkraft P proportional ist. Im Motor tritt aber ein durch dessen Ohmschen Widerstand W hervorgerufener Effektverlust von der Grösse $J^2 W$ auf, und dies lässt sich im Diagramm folgendermassen berücksichtigen.

Fig. 11.



Auf S. 9 wurde bewiesen, dass

$$ad \cong ac^2 \cong J^2.$$

Trägt man auf der Geraden dc, welche die vom Motor konsumierten Watt repräsentiert, im gleichen Wattmassstab eine Strecke

$$dm = J^2 W$$

auf, und zieht die Gerade aml, so wird

$$\operatorname{tg} mad = \frac{dm}{ad} = \frac{J^2 W}{J^2} = W.$$

Die Gerade dm stellt daher den Wattverlust im Motor, und die Gerade mc die vom Motor abgegebene Leistung dar.

Die Wattkomponente bc der Klemmenspannung zerlegt sich in zwei Teile, deren einer als Spannungsverlust in der Wicklung vernichtet wird, während dem übrig bleibenden die E.M.G.K. des Ankers das Gleichgewicht hält. Zieht man von a aus eine Gerade ap so, dass

$$\operatorname{tg} pac = W,$$

so wird die Strecke cp proportional J . W, da

$$\operatorname{tg} pac = W = \frac{JW}{J} = \frac{cp}{ca}.$$

cp stellt daher den Spannungsverlust im Widerstand des Motors, bp die E.M.G.K. dar, welche durch die Rotation des Ankers erzeugt werden muss. Während c alle möglichen Punkte auf seinem Halbkreis durch-

läuft, bewegt sich p auf einem Kreisbogen ab, dessen Mittelpunkt n ist. Der Punkt n ist durch die Beziehung bestimmt, dass

$$\operatorname{tg} aqn = \frac{nq}{qa} = W.$$

Bei Stillstand des Motors fällt c mit l zusammen, die wattlose Komponente der Klemmenspannung ist al, während die gesammte Wattkomponente bl zur Deckung des Spannungsverlustes verbraucht, und E_g, die E.M.G.K. des Ankers Null ist. Die verlängerte Gerade bl schneidet den Massstab der Tourenzahl im Nullpunkt.

Diese Beziehungen lassen sich auch in analytischer Weise sehr einfach darstellen. Es ist die wattlose Komponente der Klemmenspannung E_s, ferner der Motorstrom J und die Luftinduktion B_l

$$E_s \cong J \cong B_l \cong E \cdot \sin \varphi \quad \ldots \ldots \quad (7)$$

Die Wattkomponente E_w ist an Grösse gleich der Summe aus dem Spannungsverlust JW und der E.M.G.K. des Ankers E_g, daher

$$E_w = E_g + J \cdot W = E_g + E \cdot W \cdot \sin \varphi = E \cdot \cos \varphi \quad \ldots \quad (8)$$

Die Zugkraft, gegeben durch das Produkt $J \cdot B_l$ wird

$$P \cong E^2 \sin^2 \varphi \quad \ldots \ldots \quad (9)$$

Der Wattkonsum des Motors ist gleich dem Produkt aus der Wattkomponente der Klemmenspannung mal dem Motorstrom, daher

$$\text{Wattkonsum} \cong E^2 \cdot \sin \varphi \cdot \cos \varphi \quad \ldots \ldots \quad (10)$$

Der Wattverlust im Motor ist $J^2 W$, und infolgedessen

$$\text{Wattverlust} \cong E^2 \cdot W \cdot \sin^2 \varphi \quad \ldots \ldots \quad (11)$$

Die mechanische Leistung des Motors ist gegeben durch die Differenz zwischen konsumierten Watt minus den Verlusten, daher

$$PS \cong E^2 (\sin \varphi \cos \varphi - \sin^2 \varphi) \quad \ldots \ldots \quad (12)$$

Endlich ist die Tourenzahl

$$n \cong \frac{E_g}{B_l},$$

und da E_g nach Gleichung 8 in der Weise ausgedrückt werden kann, dass

$$E_g = E \cdot \cos \varphi - E \cdot W \cdot \sin \varphi,$$

so folgt

$$n = \frac{E \cdot \cos \varphi - E \cdot W \cdot \sin \varphi}{E \cdot \sin \varphi} = \operatorname{cotg} \varphi - W \quad \ldots \quad (13)$$

Für Stillstand ist

$$\text{cotg}\ \varphi - W = 0,$$

und daraus folgt (Fig. 11), da die Winkel abl und lab komplementär sind,

$$\text{cotg}\ \varphi = \text{cotg}\ abl = \text{tg}\ lab = W,$$

also dasselbe Resultat, das oben auf graphischem Weg gefunden wurde.

6. Ableitung der zur Berechnung eines Motors nötigen Formeln.

Es soll nun erläutert werden, in welcher Weise ein derartiger Motor berechnet werden kann, und zwar soll vorläufig von allen Verlusten, bis auf die durch Ohmschen Widerstand verursachten, abgesehen werden. Es sei gegeben: die mechanische Leistung des Motors, die Tourenzahl n bei dieser Leistung, Spannung E und Polwechselzahl II des zugeführten Wechselstromes, endlich Wirkungsgrad η und Leistungsfaktor cos φ bei dieser Belastung.

Man erhält dann sofort den Motorstrom

$$J = PS \cdot \frac{736}{\eta \cdot \cos\varphi \cdot E} \quad \ldots\ldots\ldots \quad (14)$$

Ferner die wattlose Komponente der Spannung nach Gleichung 7

$$E_s = E \cdot \sin\varphi = E \cdot \sqrt{1 - \cos^2\varphi} \quad \ldots\ldots \quad (15)$$

und die Wattkompenente nach Gleichung 8

$$E_w = E \cdot \cos\varphi. \quad \ldots\ldots\ldots \quad (16)$$

Da der Teil der Wattkomponente, welcher als Spannungsverlust verloren geht, J . W, berechnet werden kann, da J bereits bekannt ist, lässt sich auch die E.M.G.K., welche im Anker erzeugt werden muss, E_g, berechnen; denn es ist

$$E_g = E \cdot \cos\varphi - J \cdot W. \quad \ldots\ldots\ldots \quad (17)$$

Es sind nun alle elektrischen Faktoren des Motors ihrer Grösse nach bekannt, und dieselben können nunmehr eingehend diskutiert werden.

E_s, die wattlose Komponente der Klemmenspannung kann aufgefasst werden als der Teil der Klemmenspannung, welcher zur Ueberwindung der Selbstinduktion der Erregerwicklung verbraucht werden darf; oder mit anderen Worten: vom Strom J durchflossen, soll die Erregerwicklung eine E.M.G.K. der Selbstinduktion von der Grösse E_s

erzeugen. Bezeichnet man die maximale Luftinduktion mit B_l', den Querschnitt des Luftzwischenraumes mit Q_l, mit N_1 die Drahtzahl der Erregerwicklung ($N_1 = 2 \times$ Windungszahl), so wird in bekannter Weise

$$N_1 = \frac{E_s \,.\, 10^8}{K B_l' \,.\, Q_l \,.\, \Pi_1}, \quad \ldots \ldots \quad (18)$$

wobei k einen von der Anordnung der Erregerwicklung abhängigen Koeffizienten bedeutet, wie im 11. Abschnitt ausführlich angegeben ist.

Die maximale erregende Kraft der Feldwicklung, deren Grösse $\sqrt{2} \,.\, \frac{N_1}{2} \,.\, J$ Ampèrewindungen beträgt, muss im stande sein, die maximale Luftinduktion B_l' hervorzurufen. Vernachlässigt man die für die Magnetisierung des Eisens erforderliche erregende Kraft, so erhält man, wenn mit p die Polzahl, mit δ die Grösse des Luftzwischenraumes bezeichnet wird

$$\sqrt{2}\, \frac{N_1}{2} \,.\, J = 0{,}8 \,.\, \delta \,.\, p \,.\, B_l'. \quad \ldots \ldots \quad (19)$$

Löst man diese Gleichung nach N_1 auf, so lässt sich durch Kombination mit Gleichung 18 N_1 eliminieren, und man erhält

$$B_l'^2 \,.\, Q_l \,.\, \delta \,.\, p = \frac{\sqrt{2}\, E_s \,.\, J \,.\, 10^8}{1{,}6 \,.\, K \,.\, \Pi}. \quad \ldots \ldots \quad (20)$$

Die rechte Seite dieser Gleichung enthält ausschliesslich konstante Grössen, während durch die links stehenden Dimension und Materialbeanspruchung des Feldes festgelegt ist. Es wird dies noch auffälliger, wenn man in obiger Gleichung

$$Q_l = \frac{D \,.\, \pi}{p} \,.\, \frac{t}{T} \,.\, b$$

setzt, wobei D = Ankerdurchmesser, b = Ankerbreite, T = Polteilung, t = Polbogen, also $\frac{t}{T}$ = Verhältnis des Polbogens zur Teilung. Es wird dann

$$D \,.\, b \,.\, B_l'^2 \,.\, \delta \,.\, \frac{t}{T} = \frac{E_s \,.\, J \,.\, \sqrt{2} \,.\, 10^8}{1{,}6 \,.\, \pi \,.\, K \,.\, \Pi}. \quad \ldots \quad (21)$$

Die maximale Luftinduktion B_l' kann sich nur innerhalb verhältnismässig enger Grenzen bewegen, da bei einem Wechselstrommotor die Höhe der zulässigen Induktion nicht wie bei einer Gleich-

strommaschine durch die Permeabilität resp. die Sättigungsgrenze des Eisens, sondern ausschliesslich durch die Hysteresisverluste resp. die zulässige Erwärmung bedingt ist. Ebenso kann sich δ nur innerhalb geringer Grenzen bewegen, und das Verhältnis $\frac{t}{T}$ wird durch Rücksichtnahme auf gewisse Vorteile, z. B. funkenfreie Kommutierung für eine Type ein für allemal festgelegt. Gleichung 21 stellt daher eine für die oberflächliche Dimensionierung derartiger Motoren sehr geeignete Formel dar.

Es ist nun noch die Drahtzahl N_2 des Ankers zu bestimmen und es muss zu diesem Behufe ermittelt werden, welche E.M.K. in einem Anker induziert wird, wenn derselbe nicht wie bei Gleichstrom einem konstanten, sondern einem periodisch variierenden Feld ausgesetzt wird. Würde die Luftinduktion ständig ihren maximalen Wert B_l' besitzen, so würde die im Anker induzierte E.M.K. sein:

$$E_g' = N_2 c . Q_l . B_l' . p . n . \frac{10^{-8}}{60} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (22)$$

und diese Gleichung behält für jeden beliebigen Momentanwert von B_l ihre Gültigkeit in dem Sinne, dass, wenn jeder Momentanwert B_l eine beliebige zeitliche Funktion von B_l' ist, die im Anker induzierte E.M.K. E_g genau nach derselben Funktion ihres Maximalwertes E_g' variiert. Unter der Voraussetzung sinoidalen Stromes variieren B_l und E_g nach einer Sinusfunktion, und es ist der Effektivwert der E.M.G.K. des Ankers dann

$$E_g = \frac{E_g'}{\sqrt{2}}.$$

Daher wird die Drahtzahl des Ankers:

$$N_2 = \frac{E_g . \sqrt{2} . 60 . 10^8}{c Q_l . B_l' . p . n} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (23)$$

Der Koeffizient c stellt das Verhältnis der mittleren Luftinduktion zur maximalen dar, also

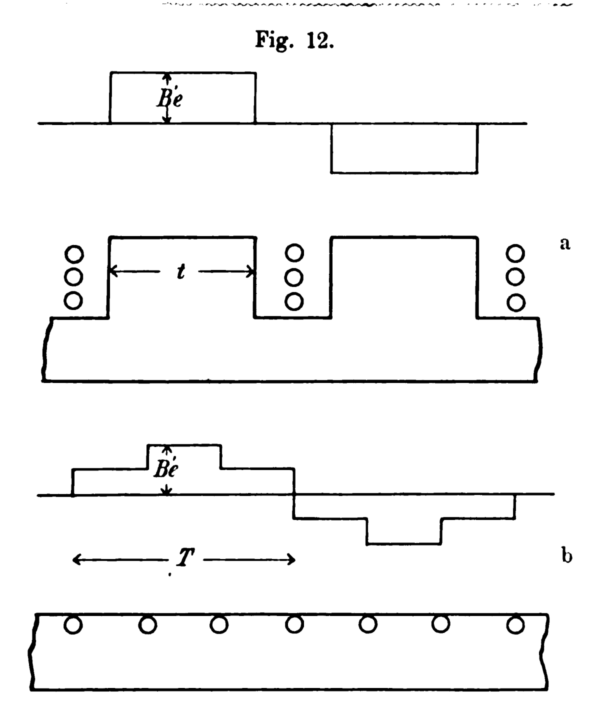
$$c = \frac{B_m'}{B_l'}, \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (24)$$

so dass die maximale einem Pol entströmende Kraftlinienzahl

$$Z' = c . B_l' . Q_l = B_m' . Q_l. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (25)$$

c hängt nur von der Kraftlinienverteilung des Erregerfeldes ab, wie sie durch die Anordnung der Erregerspulen bedingt ist. In Fig. 12a

Fig. 12.



ist ein Feldmagnetsystem mit ausgeprägten Polen dargestellt. Der Luftquerschnitt des Erregerfeldes

$$Q_l = t \,.\, b,$$

worin b = Ankerbreite. Die totale Kraftlinienzahl eines Poles ist nach Gleichung 25

$$Z' = c \,.\, B_l' \,.\, Q_l = B_m' \,.\, Q_l,$$

daher

$$B_l' = B_m'$$

und

$$c = \frac{B_m'}{B_l'} = 1.$$

Bei der verteilten Erregerwicklung Fig. 12, b ohne ausgeprägte Pole, ist der Luftquerschnitt eines Poles

$$Q_l = T \,.\, b,$$

die totale Kraftlinienzahl eines Poles

$$Z' = \left(\frac{1}{3} \,.\, B_l' + \frac{2}{3} \,.\, \frac{B_l'}{2}\right) Q_l = B_m' \,.\, Q_l,$$

und daraus ergibt sich

$$c = \frac{B_m'}{B_l'} = \frac{2}{3} = 0,666.$$

Von der Stromkurve des Betriebsstromes hängt c nicht ab; c ist also nicht zu verwechseln mit dem Quotienten aus der mittleren Ordinate einer Stromkurve und ihrer Maximalordinate. Dieser letztere Quotient würde bei einer Sinuslinie betragen:

$$\frac{1}{\pi}\int_0^\pi \sin x\,d x = \frac{2}{\pi} = 0,637.$$

Der in Gleichung 18 und 20 enthaltene Koeffizient K ist ebenfalls von der speziellen Anordnung der Erregerwicklung (ausserdem auch von der Stromkurve des zugeführten Wechselstromes) abhängig, und es drängt sich daher die Frage auf, welche Anordnung der Erregerspulen, d. h. welche Werte von c und K sind für das Verhalten des Motors am günstigsten?

Um dies beantworten zu können, muss man bedenken, dass offenbar die Erregerwicklung die günstigste ist, welche bei gegebener Selbstinduktion (J und E_s sind bekannt) die meisten Feldkraftlinien erzeugt. Dann wird die Drahtzahl des Ankers, folglich auch die Ankerreaktion ein Minimum. Schreibt man Gleichung 20 in der Form

$$K \cdot B_l'^2 = \frac{\sqrt{2}\, E_s J\, 10^8}{1,6 \cdot Q_l \cdot \delta \cdot p \cdot \Pi},$$

so enthält die rechte Seite derselben nur konstante Grössen, und es ergibt sich daher

$$B_l' = \frac{C_1}{\sqrt{K}},$$

wobei C_1 eine Konstante bedeutet.

Die Gleichung 23 enthält auf der rechten Seite ebenfalls nur konstante Grössen, wenn sie in folgender Weise dargestellt wird:

$$N_2 \cdot c \cdot B_l' = \frac{E_g \sqrt{2} \cdot 60 \cdot 10^8}{Q_l \cdot p \cdot n} = C_2.$$

Ersetzt man B_l' durch den oben gefundenen Ausdruck, so erhält man

$$N_2 = \frac{\sqrt{K}}{c} \cdot \frac{C_2}{C_1},$$

d. h. die Drahtzahl des Ankers wird ein Minimum und daher die Erregerwicklung dann am günstigsten, wenn dieselbe so angeordnet wird, dass

$$\frac{\sqrt{K}}{c} = \text{Minimum.} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (26)$$

In einem späteren Kapitel sind die Koeffizienten c und k für verschiedene Wicklungsanordnungen abgeleitet, und es ergibt sich daraus, dass für Wechselstrommotoren eine Feldanordnung mit ausgeprägten Polen, also ganz nach Art einer Gleichstrommaschine, am günstigsten ist.

Die Zugkraft des Motors besitzt ihren grössten Wert, wenn der Strom J sein Maximum J′ erreicht, und sie hat dann die Grösse

$$P' = 10{,}2 \,.\, \frac{N_2 t}{T} \,.\, b \,.\, c \,.\, B_l' J' \,.\, 10^{-8}.$$

$\frac{N_2 t}{T}$ stellt die Anzahl der Ankerleiter dar, welche der Induktion $c \,.\, B_l'$ ausgesetzt ist.

Die mittlere Zugkraft lässt sich aus der maximalen berechnen, wenn die Funktion bekannt ist, nach welcher J und damit auch B variiert. Ist dies eine Sinusfunktion, so wird die mittlere Zugkraft

$$P = 10{,}2 \,.\, \frac{N_2 t}{T} \,.\, b \,.\, c \,.\, B_l' \,.\, J' \,.\, 10^{-8} \int_0^{\pi} \frac{1}{\pi} \sin^2 x \, dx.$$

Das Integral ergibt den Wert $\frac{1}{2}$, und P wird daher, wenn gleichzeitig J′ durch den Effektivwert J ersetzt wird

$$P = \frac{10{,}2}{2} \sqrt{2} \,.\, N_2 \,.\, \frac{t}{T} \,.\, b c B_l' J \, 10^{-8}. \quad . \quad . \quad . \quad (27)$$

In dieser Gleichung fällt auf, dass die Zugkraft nur von der Anzahl der einem Pol entströmenden Kraftlinien ($Z' = c \,.\, B_l' \,.\, Q_l$), daher

$$c B_l' = \frac{Z'}{Q_l},$$

abhängt, nicht aber von der Verteilung der Kraftlinien auf dem Polschuh. Es ist also hier wesentlich anders als bei der vom Rotor eines Asynchromotors entwickelten Zugkraft, welche bekanntlich von der Feldkurve abhängt. Die Richtigkeit der Gleichung 27 lässt sich in sehr einfacher Weise beweisen. Setzt man nämlich

$$t \,.\, b = Q_l,$$

ferner

$$T = \frac{D . \pi}{p},$$

und multipliziert man endlich Gleichung 27 mit der nachstehenden, welche die Umfangsgeschwindigkeit des Ankers in Metern ausdrückt,

$$v = \frac{n . D\pi}{60 . 100},$$

so erhält man

$$P_v = 0{,}102 . J . \frac{c . B_1' . Q_1 . N_2 . n . p}{\sqrt{2} . 60 . 10^8}.$$

Der auf der rechten Seite stehende Bruch ist laut Gleichung 23 nichts anderes als die E.M.G.K. des Ankers, demnach ist

$$P_v = \frac{1}{9{,}81} . E_g . J, \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (28)$$

d. h. die mechanische Nutzleistung ist gleich der aufgewendeten elektrischen Nutzleistung, ein Resultat, das nach dem Prinzip der Erhaltung der Energie selbstverständlich ist. Da P_v in kgm/Sek., der elektrische Effekt $E_g . J$ in Watt ausgedrückt ist, ergibt sich die bekannte Beziehung, dass

1 kgm/Sek. = 9,81 Watt/Sek.

7. Hysteresisverlust des Motors.

Bis jetzt wurde nur der Ohmsche Verlust des Motors berücksichtigt und es sollen nun auch andere Verluste, in erster Linie der durch Hysteresis bedingte, in Betracht gezogen werden. In Bezug auf das Feldmagnetsystem ist die Berechnung dieses Verlustes klar, da das Eisen des Feldes einer Ummagnetisierung mit der konstanten Polwechselzahl des zugeführten Wechselstromes ausgesetzt ist.

Nicht so einfach liegen die Verhältnisse in Bezug auf den Anker. Auf den ersten Blick sieht es z. B. aus, als ob eine Ummagnetisierung des Ankers bei Synchronismus, d. h. wenn

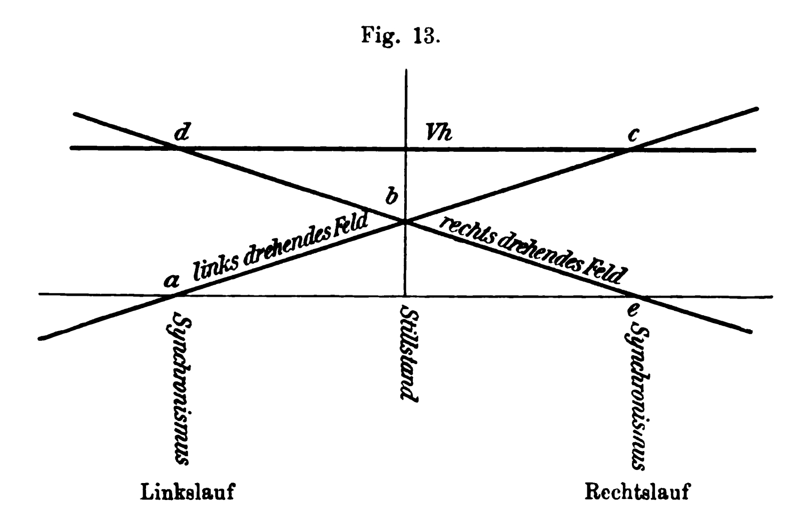
$$\frac{n . p}{60} = \Pi,$$

überhaupt nicht eintreten würde; bei näherer Betrachtung glaubt man, dass bei Synchronismus zwar kein eigentliches Ummagnetisieren zwischen Nord-O-Süd . . . sondern nur mehr zwischen Nord-O-Nord eintreten würde, und man ist geneigt, anzunehmen, dass daher bei Synchronis-

mus der Hysteresisverlust nur mehr die Hälfte der Grösse besitzt wie bei Stillstand — natürlich gleiche Induktion vorausgesetzt.

Beide Annahmen sind jedoch nicht richtig. Um die Frage lösen zu können, muss man das oscillierende Wechselstromfeld auffassen als die Resultierende aus zwei in entgegengesetzter Richtung rotierenden Drehfeldern von konstanter Grösse, die bei jedem die Hälfte des Maximums des Wechselstromfeldes besitzt. Bei Stillstand des Ankers rotieren diese beiden Drehfelder relativ zum Anker mit einer solchen Geschwindigkeit, dass das Ankereisen durch jedes der Drehfelder eine Ummagnetisierung von Π Polwechseln erfährt. Wenn der gesamte

Fig. 13.



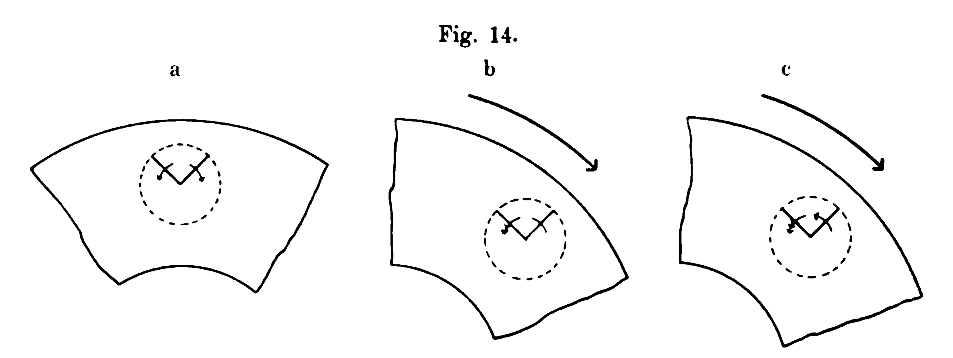
Hysteresisverlust des stillstehenden Ankers V_h ist, wird daher von jedem der Drehfelder die Hälfte des Verlustes, also $\frac{V_h}{2}$, hervorgerufen. Befindet sich der Anker im Synchronismus mit dem einen Drehfeld, hat er also die Tourenzahl

$$n = \frac{60\,\Pi}{p},$$

so wird durch das synchron rotierende Drehfeld kein Hysteresisverlust hervorgerufen, durch das zweite entgegengesetzt rotierende dagegen der doppelte wie bei Stillstand, also $2 \cdot \frac{V_h}{2}$, da dieses Feld nun relativ zum Anker mit der doppelten Tourenzahl rotiert und dadurch eine Ummagnetisierung von $2\,\Pi$ Polwechseln verursacht. Der Hysteresisverlust ist daher derselbe wie bei Stillstand und dies ist auch bei

jeder beliebigen Tourenzahl der Fall, wie sich dies leicht an Hand der Fig. 13 zeigen lässt. Auf der Abscisse sind die Tourenzahlen, positiv für Rechts-, negativ für Linksdrehung des Ankers aufgetragen. Die Ordinaten der Geraden d e stellen den Hysteresisverlust, der vom rechtslaufenden Drehfeld, die Ordinaten der Geraden a c den Hysteresisverlust, der vom linkslaufenden Drehfeld hervorgerufen wird, dar. Die Punkte a b c d e sind durch obige Ueberlegung bereits bestimmt, und ebenso ist ohne weiteres klar, dass die beiden Einzelverluste nach einer linearen Funktion der Tourenzahl variieren müssen. Dagegen erscheint es auf den ersten Blick paradox, dass die Einzelverluste in den Punkten a und e ihr Vorzeichen wechseln.

Fig. 14.



Es lässt sich dies aber leicht einsehen, wenn man überlegt, in welcher Weise sich die Ummagnetisierung eines einzelnen Eisenmolekels vollzieht. Fig. 14a stellt den stillstehenden Anker dar, die beiden erregenden Kräfte, denen das Molekül M ausgesetzt ist, rotieren in entgegengesetzter Richtung mit einer Tourenzahl

$$n_1 = \frac{60 . \Pi}{p}$$

und

$$n_2 = - \frac{60 \Pi}{p},$$

wenn durch das negative Vorzeichen der entgegengesetzte Drehsinn bezeichnet wird. Die Tourendifferenz beider erregender Kräfte beträgt

$$n_1 - n_2 = 2 \frac{60 . \Pi}{p}.$$

Diese Tourendifferenz ist bei Synchronismus, wenn $n_2 = 0$ dieselbe, da dann

$$n_1 = 2 . \frac{60 \Pi}{p}$$

ist. Wird die Tourenzahl des Ankers noch weiter gesteigert, so bleibt doch die Differenz

$$n_1 - n_2 = \text{konstant},$$

da in diesem Falle n_2 sein Vorzeichen ändert, Fig. 14c. Auf Grund dieser Vorstellung ist die Darstellungsweise Fig. 13 gerechtfertigt.

8. Berechnung der Verluste in kurzgeschlossenen Ankerspulen.

Es wurde schon eingangs erwähnt, dass beim Passieren der Bürsten Ankerspulen kurzgeschlossen und in diesen E.M.K.K. durch das undulierende Erregerfeld hervorgerufen werden. Hierdurch werden natürlich Verluste hervorgerufen, und es soll nun festgestellt werden, wie dieselben berechnet und im Diagramm berücksichtigt werden können. Hierbei soll der Einfachheit halber vorläufig angenommen werden, dass von einer Bürste gleichzeitig nur eine Ankerspule kurzgeschlossen wird, ein Fall, der dann eintritt, wenn die Bürstendicke höchstens die Breite einer Lamelle beträgt.

In Fig. 1 ist eine durch eine Bürste kurzgeschlossene Ankerspule gezeichnet, und es ist aus der Figur ersichtlich, dass diese Spule von dem gesamten Kraftlinienfluss eines Poles durchsetzt wird. Die effektive in einer kurzgeschlossenen Spule induzierte E.M.K. beträgt daher, wenn mit N_a die Drahtzahl einer Ankerspule bezeichnet wird:

$$E_a = 1{,}1\,c \,.\, N_a B_l' \,.\, Q_l \,.\, \Pi\, 10^{-8} \quad \ldots \ldots \quad (29)$$

Sie lässt sich bequemer ausdrücken, wenn man sie auf die wattlose Komponente der Klemmenspannung bezieht, welche nach Gleichung 18 folgende Grösse besitzt:

$$E_s = K \,.\, N_1 \,.\, B_l' \,.\, Q_l \,.\, \Pi\, 10^{-8}.$$

Es wird daher

$$E_a = \frac{1{,}1 \,.\, c}{K} \; \frac{N_a}{N_1} \,.\, E_s. \quad \ldots \ldots \quad (30)$$

Besitzt eine Ankerspule den Widerstand W_a, so wird in derselben ein Strom J_a von der Grösse

$$J_a = \frac{E_a}{W_a} \quad \ldots \ldots \quad (31)$$

entstehen. Die Spule übt eine Reaktion von

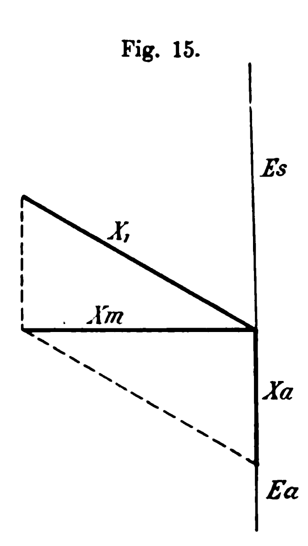
$$\frac{N_a}{2} \,.\, J_a$$

Ampèrewindungen aus, und wenn der Polzahl der Maschine entsprechend p Stromabnahmestellen am Kollektor vorhanden sind, und durch jede Bürste oder Bürstenreihe eine Spule kurzgeschlossen wird, beträgt die totale Ampèrewindungszahl der kurzgeschlossenen Spulen

$$X_a = p \cdot \frac{N_a}{2} \cdot J_a. \quad \ldots \ldots \quad (32)$$

Es lässt sich an Hand des Transformatorendiagrammes Fig. 15 sehr bequem feststellen, in welcher Weise sich diese Reaktion in Bezug auf das Verhalten des Motors äussert. Um der wattlosen Komponente der Klemmenspannung E_s das Gleichgewicht zu halten, ist ein Strom erforderlich, dessen Grösse nach Gleichung 19 aus der maximalen Luftinduktion B_l' berechnet werden kann. Bezeichnet man diesen Strom — den Magnetisierungsstrom — mit J_m, so werden die gesamten Ampèrewindungen des Feldmagneten ausgedrückt durch

Fig. 15.



$$X_m = \frac{N_1}{2} \cdot J_m. \quad \ldots \quad (33)$$

Da sich, wie bereits mehrfach erwähnt, die kurzgeschlossenen Ankerspulen zur Magnetwicklung ebenso verhalten wie die Sekundärwicklung eines Transformators zur Primärwicklung, so braucht in bekannter Weise X_a nur rechtwinklich zu X_m in Fig. 15 eingetragen zu werden, um die bei Belastung nötigen Ampèrewindungen des Feldes X_1 und den Betriebsstrom des Motors zu finden, denn es ist

$$J_1 = \frac{2\,X_1}{N_1}. \quad \ldots \ldots \quad (34)$$

X_1 steht zu X_m und X_a in der Beziehung, dass

$$X_1 = \sqrt{X_m^2 + X_a^2},$$

wird aber zweckmässiger in folgender Form ausgedrückt:

$$X_1 = X_m \sqrt{1 + \left(\frac{X_a}{X_m}\right)^2}. \quad \ldots \ldots \quad (35)$$

Es ist nun nach Gleichung 32

$$X_a = p \cdot \frac{N_a}{2} \cdot J_a,$$

J_a nach Gleichung 30 und 31

$$J_a = \frac{1{,}1 \cdot c}{K} \cdot \frac{N_a}{N_1} \cdot \frac{E_s}{W_a},$$

ferner X_m nach Gleichung 33

$$X_m = \frac{N_1}{2} \cdot J_m,$$

daher

$$\frac{X_a}{X_m} = \frac{p}{W_a} \cdot \frac{1{,}1\, c}{K} \cdot \left(\frac{N_a}{N_1}\right)^2 \cdot \frac{E_s}{J_m}.$$

Drückt man E_s nach Gleichung 18, J_m nach Gleichung 19 aus, so wird der Quotient

$$\frac{E_s}{J_m} = \frac{K \cdot Q_l \cdot N_1^2 \cdot \Pi \cdot 10^{-8}}{0{,}8 \sqrt{2}\, \delta \cdot p}$$

und es lässt sich das Verhältnis $\frac{X_1}{X_m}$ oder $\frac{J_1}{J_m}$ unter Vermeidung aller variablen Grössen ausdrücken. Es ist nämlich

$$\frac{X_1}{X_m} = \frac{J_1}{J_m} = \sqrt{1 + \left(\frac{1{,}1\, c\, N_a^2\, Q_l \cdot \Pi \cdot 10^{-8}}{0{,}8 \sqrt{2}\, \delta\, W_a}\right)^2}. \quad . \quad (36)$$

In diesem Verhältnis nimmt der Motorstrom durch die Wirkung der kurzgeschlossenen Ankerspulen zu; die Zugkraft des Motors ist jedoch dieselbe, wie wenn ein Motor ohne kurzgeschlossene Ankerspulen vom Strom J_m durchflossen würde. Dass trotz des grösseren Motorstromes das Feld resp. die Induktion im Luftzwischenraum dieselbe geblieben ist, folgt aus dem Transformatorendiagramm Fig. 15, indem X_m die Resultante aus X_1 und X_a ist, und dass trotz des höheren Ankerstromes die Zugkraft nicht grösser wird, ist dadurch bedingt, dass das Maximum des Feldes zeitlich nicht mehr mit dem Maximum des Betriebsstromes J_1 zusammenfällt. Bezeichnet man in Fig. 15 den von X_m und X_1 eingeschlossenen Winkel mit α, so ergibt sich die Zugkraft

$$P \cong B_l' \cdot J_1 \cdot \cos\alpha = B_l' \cdot J_m,$$

denn

$$J_m = J_1 \cdot \cos\alpha.$$

Durch die kurzgeschlossenen Ankerwindungen wird ausserdem ein unnützer Effektverlust hervorgerufen. Im Diagramm Fig. 15 kommt dieser Effektverlust dadurch zum Ausdruck, dass der Strom J_1 nicht mehr senkrecht zur E.M.K. E_s steht; X_m und X_a stellen die wattlose

und die Wattkomponente des Stromes X_1 (J_1) dar. Diese Bezeichnungsweise ist zwar an und für sich korrekt, ist jedoch hier aus dem Grunde nicht angängig, weil im Motordiagramm der bequemeren Darstellungsweise halber nicht Ströme, sondern E.M.K.K. in wattlose und Wattkomponenten zerlegt sind. Es muss daher die Frage beantwortet werden: Wie gross ist die Wattkomponente einer E.M.K. (resp. Spannung), um bei einem Strom J_1 den in den Kurzschlusswindungen des Ankers hervorgerufenen Effektverlust zu decken.

Der Gesamtverlust in den Kurzschlusswindungen ist

$$p \cdot E_a \cdot J_a.$$

Bezeichnet man die gesuchte Wattkomponente mit E_{a1}, so muss demnach

$$E_{a1} = p \cdot \frac{E_a \cdot J_a}{J_1}$$

sein. Schreibt man für J_a

$$J_a = \frac{E_a}{W_a}$$

und setzt man für E_a den in Gleichung 30 angegebenen Ausdruck ein, so erhält man

$$E_{a1} = \left(\frac{1{,}1\,c \cdot N_a}{K N_1}\right)^2 \frac{E_s{}^2}{J_1 \cdot W_a} \quad \ldots \ldots \quad (37)$$

Auch diese Gleichung lässt sich auf nur konstante Grössen zurückführen, wenn J_1 laut Gleichung 36 durch J_m ausgedrückt, und für $\frac{E_s}{J_m}$ der der Gleichung 36 voraussteheude Wert eingesetzt wird. Die Gleichung erhält dann die Form

$$\frac{E_{a1}}{E_s} = \left(\frac{1{,}1\,c N_a}{K N_1}\right)^2 \left(\frac{E_s}{J_1}\right) \frac{1}{W_a} \quad \ldots \ldots \quad (38)$$

Um die gefundenen Resultate auf das Diagramm des Motors anwenden zu können, braucht man sich nur zu erinnern, wie der durch Ohmschen Widerstand des Motors verursachte Wattverlust berücksichtigt wurde (S. 12). In Fig. 16 stellt ac die wattlose, bc die Wattkomponente der Klemmenspannung ab dar. Durch den Ohmschen Widerstand W des Motors wird ein Spannungsverlust cp erzeugt, wobei sich der Punkt p auf einem Kreisbogen bewegt, dessen Mittelpunkt n aus der Beziehung bestimmt ist:

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{n q}{a q} = \frac{J \cdot W}{E_s} \quad \ldots \ldots \ldots \quad (39)$$

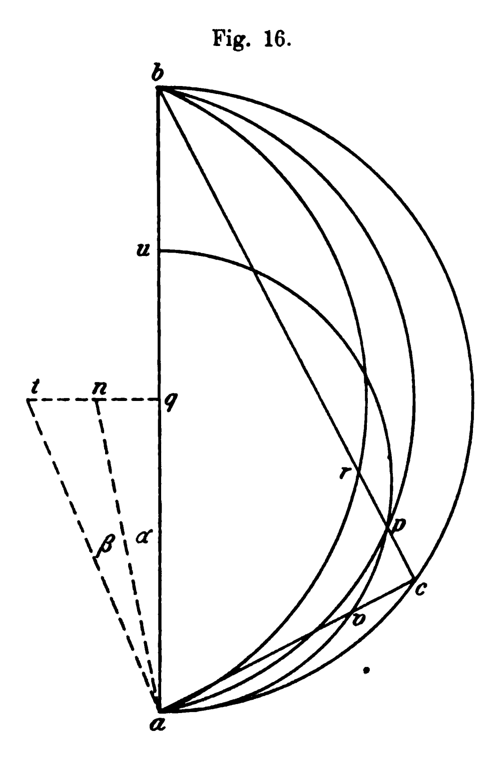
Ganz in derselben Weise wird der Spannungsverlust E_{a_1}, der durch die kurzgeschlossenen Ankerwindungen hervorgerufen wird, berücksichtigt; es ist nämlich

$$\operatorname{tg} \beta = \frac{n\,t}{a\,q} = \frac{E_{a_1}}{E_s} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (40)$$

und

$$\operatorname{tg} (\alpha + \beta) = \frac{t\,q}{a\,q} = \frac{J\,.\,W + E_{a_1}}{E_s} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (41)$$

Fig. 16.



Durch die Rotation des Ankers kann daher nur mehr eine E.M.G.K. von der Grösse br erzeugt werden.

Im Diagramm stellt ac ausserdem den Motorstrom J_1 dar. Um den zugehörigen Magnetisierungsstrom J_m zu finden, beschreibt man auf ad einen zweiten Halbkreis mit dem Durchmesser au, wobei

$$\frac{a\,u}{a\,d} = \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{1{,}1\,c\,N_a{}^2 Q_1\,.\,\Pi\,10^{-8}}{0{,}8\,\sqrt{2}\,\delta\,W_a}\right)^2}} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (42)$$

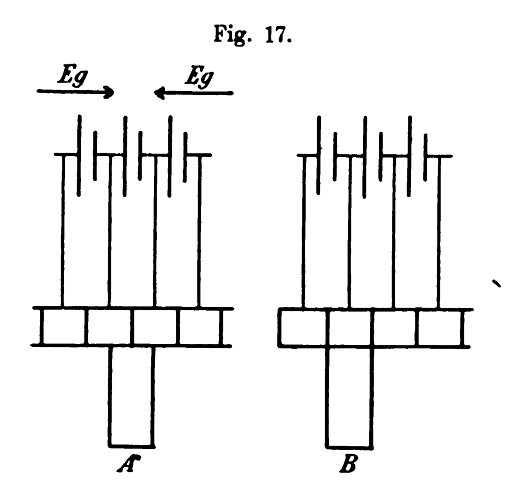
Es verhält sich dann laut Gleichung 36 stets

$$\frac{J_m}{J_1} = \frac{a\,v}{a\,c} = \frac{a\,u}{a\,d}.$$

9. Methoden zur Verminderung der Verluste in den Kommutierungsspulen.

Zum Studium der Vorgänge, die sich beim Kurzschluss der Ankerspulen durch die Bürsten abspielen, wählt man am zweckmässigsten eine Darstellungsweise, wie sie in Fig. 17 und den folgenden zur Anwendung gebracht ist. Die in den einzelnen Ankerspulen durch das undulierende Erregerfeld induzierten E.M.K.K. sind durch Elemente dargestellt, und es lässt sich auf diese Weise leicht Grösse und Richtung der Kurzschlussströme berechnen. Jedes zwischen zwei Kollektor-

Fig. 17.

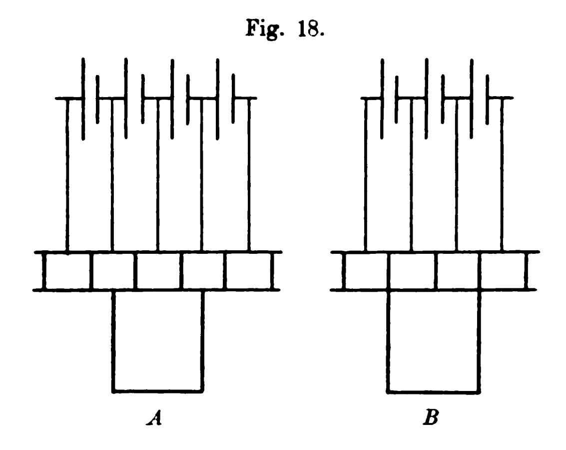


lamellen eingeschaltete Element entspricht der im vorhergehenden Abschnitt der Grösse nach bestimmten E.M.K. E_a. Dass in Wirklichkeit E_a eine Wechselstrom-E.M.K. ist, bedingt nicht die Unzulässigkeit, E_a durch ein Element, also eine Gleichstrom-E.M.K. darzustellen, wenn die E.M.K. des Elementes gleich der effektiven E.M.K. E_a angenommen wird. Ebenso ist der Richtungswechsel der E.M.K. des Wechselstromes gleichgültig, da dadurch gleichzeitig sämtliche induzierte E.M.K.K. und Ströme ihr Vorzeichen ändern. Der bequemeren Uebersicht halber sind die nachstehenden Untersuchungen an Ringankern vorgenommen. Sie gelten aber auch ausnahmslos für Trommelanker.

Fig. 17 stellt einen in der neutralen Zone gelegenen Teil eines Ringankers dar. Die durch die Rotation des Ankers in seinen Drähten induzierten E.M.K.K., E_g, die den neutralen Kollektorlamellen zustreben, sind in der Figur durch Pfeile angedeutet; da sie aber für die Vorgänge beim Kurzschluss der Spulen belanglos sind, werden dieselben im nachstehenden nicht weiter berücksichtigt. Die durch das Undulieren des Erregerfeldes induzierten E.M.K.K. E_a verlaufen in der neutralen Zone alle in derselben Richtung. Der Richtungswechsel dieser E.M.K.K. findet mitten unter dem Polschuh statt (Fig. 3).

In Fig. 17 ist angenommen, dass die Bürstenbreite gleich einer Lamellenbreite ist. Befindet sich die Bürste in der Fig. 17A gezeich-

Fig. 18.



neten Stellung, so ist durch dieselbe eine Ankerspule kurzgeschlossen. Der Kurzschlussstrom beträgt, wenn W_a = Widerstand einer Ankerspule

$$J_a = \frac{E_a}{W_a}$$

und die Kurzschlussampèrewindungen eines p-poligen Ankers sind:

$$X_a = p \cdot \frac{N_a}{2} \cdot J_a.$$

Befindet sich die Bürste aber in Stellung Fig. 17B, so wird keine Spule kurzgeschlossen und es wird

$$J_a = X_a = 0.$$

Der Kurzschlussstrom hängt aber nicht nur von der momentanen Stellung der Bürste relativ zu den Kollektorlamellen, sondern auch sehr stark von der Bürstenbreite ab. In Fig. 18 ist eine Bürste

von der doppelten Breite einer Kollektorlamelle dargestellt. Durch dieselbe werden in Stellung A zwei Ankerspulen kurzgeschlossen; der Kurzschlussstrom wird daher

$$J_a = \frac{2\,E_a}{2\,W_a}$$

und die Ampèrewindungen des Ankers

$$X_a = 2\,p \,.\, \frac{N_a}{2} \,.\, J_a.$$

In Stellung B wird dagegen nur eine Spule kurzgeschlossen und J_a und X_a haben dann die Grösse

$$J_a = \frac{E_a}{W_a}.$$

$$X_a = p \,.\, \frac{N_a}{2} \,.\, J_a.$$

Es lässt sich dies durch eine allgemein gültige Gleichung ausdrücken; wenn man

$$q = \frac{\text{Bürstenbreite}}{\text{Lamellenbreite}}$$

setzt, so wird nämlich

$$J_a = \frac{E_a}{W_a} \quad \ldots\ldots \quad (43)$$

$$X_a = q \,.\, p \,.\, \frac{N_a}{2} \,.\, J_a = \text{Maximum} \quad \ldots \quad (44)$$

$$X_a = (q-1) \,.\, p \,.\, \frac{N_a}{2} \,.\, J_a = \text{Minimum} \quad \ldots \quad (45)$$

Aus den Gleichungen 44 und 45 sieht man, dass die Bürstenbreite klein sein muss, um die Kurzschlussampèrewindungen des Ankers innerhalb einer zulässigen Grösse zu halten. Es ist dies aber sehr unbequem, da die Kollektorbreite bei schmalen Bürsten sehr gross gemacht werden muss, um den zur Führung des Betriebsstromes nötigen Bürstenquerschnitt auf dem Kollektor placieren zu können. Aus Gleichung 43 sieht man, dass es noch ein zweites Mittel gibt, die Kurzschlussstromstärke klein zu machen: nämlich durch Vergrössegerung von W_a. Im selben Verhältnis würde sich aber auch der gesamte Ankerwiderstand, der vom Betriebsstrom überwunden werden muss, vergrössern, und dies Mittel ist natürlich mit Rücksicht auf den Wirkungsgrad des Motors nicht angängig.

Dagegen bietet sich dadurch ein Ausweg, dass man in die Zuleitungen zum Kollektor, also ausserhalb der eigentlichen Ankerwicklung einen Widerstand ρ legt. (Fig. 19.) Widerholt man für einen derartig ausgeführten Anker die an Fig. 17A und B gemachten Betrachtungen, so ergibt sich in Bürstenstellung A

$$J_a = \frac{E_a}{W_a + 2\rho}$$

$$X_a = p \cdot \frac{N_a}{2} \cdot J_a.$$

und in Stellung B

$$J_a = X_a = 0.$$

Fig. 19.

Bei einer Bürstenbreite von doppelter Lamellenbreite (Fig 18) ergibt sich bei Stellung A:

$$J_a = \frac{2\,E}{2\,W_a + 2\rho}$$

$$X_a = 2\,p \cdot \frac{N_a}{2} \cdot J_a$$

und in Bürstenstellung B

$$J_a = \frac{2\,E}{W_a + 2\rho}$$

$$X_a = p \cdot \frac{N_a}{2} \cdot J_a.$$

Die allgemeine Gleichung für eine Bürstenbreite von q Lamellenbreiten lautet nun:

$$J_a = \frac{q \cdot E_a}{q \cdot W_a + 2\rho} = \text{Maximum}, \quad \ldots \quad (46)$$

$$J_a = \frac{(q-1)\,E_a}{(q-1)\,W_a + 2\,\rho} = \text{Minimum}, \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (47)$$

$$X_a = q \,.\, p \,.\, \frac{N_a}{2} \,.\, J_a = \text{Maximum}, \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (48)$$

$$X_a = q \,.\, (p-1)\, \frac{N_a}{2} \,.\, J_a = \text{Minimum}. \quad . \quad . \quad . \quad (49)$$

Um den Maximal- resp. Minimalwert von X_a zu bekommen, sei darauf hingewiesen, dass in Gleichung 48 für J_a der aus Gleichung 46 berechnete Wert eingesetzt werden muss. In derselben Weise korrespondieren die Gleichungen 47 und 49.

Der Ankerwiderstand W_2 wird durch die Zuleitungen vom Widerstand ρ etwas vergrössert, und es ist diese Vergrösserung variabel, da von jeder Bürste dem Betriebsstrom gegenüber abwechslungsweise q resp. $q + 1$ Widerstandsdrähte parallel geschaltet werden. Der Ankerwiderstand wird daher:

$$W_2 + \frac{p \cdot \rho}{q} = \text{Maximum}, \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (50)$$

$$W_2 + \frac{p \cdot \rho}{q+1} = \text{Minimum}. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (51)$$

Diese Widerstandszunahme des Ankers wäre erträglich, allein man sieht aus Gleichung 46 und 47, dass auch bei dieser Anordnung die Bürstenbreite nicht gross gewählt werden darf, da mit wachsender Bürstenbreite der wohlthätige Einfluss der Widerstände ρ immer mehr abnimmt, wie sich dies besonders dann deutlich zu erkennen gibt, wenn der Widerstand einer Ankerspule vernachlässigt, also $W_a = 0$ gesetzt wird.

Man könnte glauben, dass sich die durch die Widerstände ρ verursachten Verluste dadurch vermeiden liessen, dass an ihre Stelle Drosselspulen gesetzt würden. Es ist dies auch in der That richtig, doch würde dieser Vorteil mit zu schweren Opfern erkauft. In erster Linie sieht man aus Fig. 20, die eine derartige Anordnung darstellt, dass der Betriebsstrom durch diese Spulen in annähernd derselben Weise wie der Kurzschlussstrom gedrosselt wird. An Stelle der durch die Widerstände ρ verursachten Vergrösserung der Wattkomponenten im Diagramm, würde hierdurch eine Vergrösserung der wattlosen Komponenten hervorgerufen, ein Tausch, der nicht ohne weiteres als vorteilhaft zu bezeichnen ist. Der grösste Nachteil der Anordnung besteht jedoch in folgendem. Bekanntlich wirkt eine Selbstinduktion

stets in dem Sinne, dass sie eine Aenderung des Stromes zu verhindern sucht. Verlässt daher die in Fig. 20 links stehende Kollektorlamelle die Bürste, so wird die Selbstinduktion des Kurzschlusskreises eine Unterbrechung des Kurzschlussstromes zu verhindern suchen, und starkes Feuern an der ablaufenden Bürstenseite wird die Folge sein; denn zur unvermeidlichen Selbstinduktion der einen Ankerspule addieren sich noch die Selbstinduktionen zweier Drosselspulen.

Die Anordnung (Fig. 20) lässt sich etwas verbessern, wenn man nach Fig. 21 die Kollektorleitungen abwechslungsweise links- und rechtsläufig um einen in sich geschlossenen Eisenkern K windet. Deckt die Bürste in diesem Falle zwei benachbarte Lamellen, so stellen die

Fig. 20.

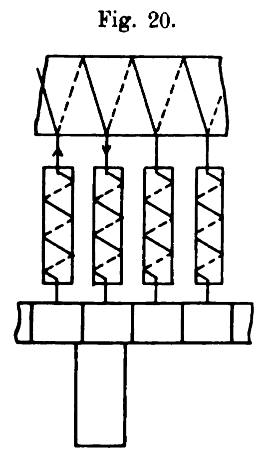
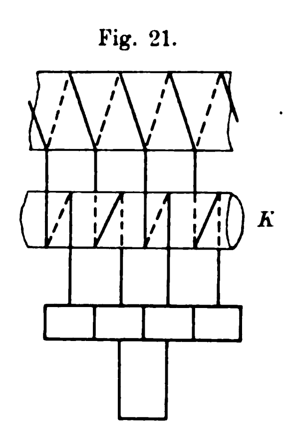


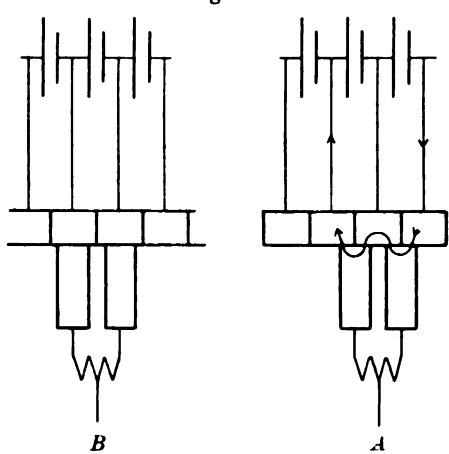
Fig. 21.



beiden zu diesen Lamellen gehörigen Spulen in Bezug auf den Kurzschlussstrom eine Selbstinduktion dar, während sie gegenüber dem Betriebsstrom induktionsfrei erscheinen, indem die von beiden Spulen ausgeübten erregenden Kräfte sich im ersten Fall addieren, im letzteren dagegen aufheben. Bedeckt die Bürste drei Lamellen, so sind die genannten Wirkungen in Bezug auf Kurzschluss- und Betriebsstrom vertauscht, und die Anordnung wirkt in doppelter Weise schädlich, indem sie nicht nur das Entstehen des Kurzschlussstromes nicht zu verhindern sucht, sondern ausserdem den Betriebsstrom drosselt. Es könnte daher diese Anordnung höchstens für eine Bürste von der Breite einer Lamelle Anwendung finden, und auch hierbei wird der Betriebsstrom in dem Moment, in welchem von der Bürste nur eine Lamelle berührt wird, gedrosselt.

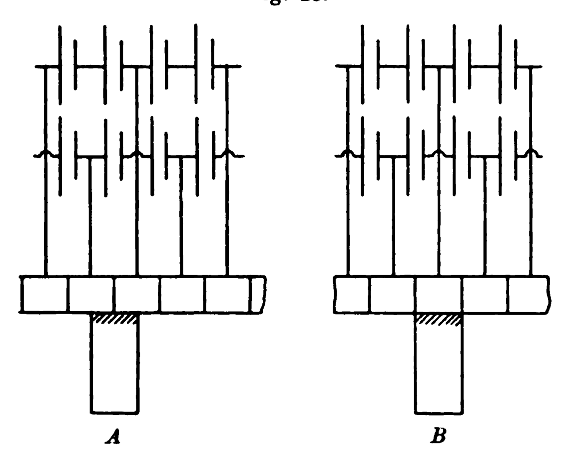
Man kann auch die Kohle unterteilen und Widerstand oder Selbstinduktion zwischen beide Hälften der Kohlen einschalten. Diese Anordnung (Fig. 22) wirkt günstig, wenn sich die Kohle in Stellung B

Fig. 22.



befindet; sie übt in diesem Falle genau dieselbe Wirkung aus, wie wenn nach Fig. 19, 20 oder 21 Widerstand oder Selbstinduktion in die Kollektorleitungen gelegt wäre. Dagegen ist die Anordnung wir-

Fig. 23.

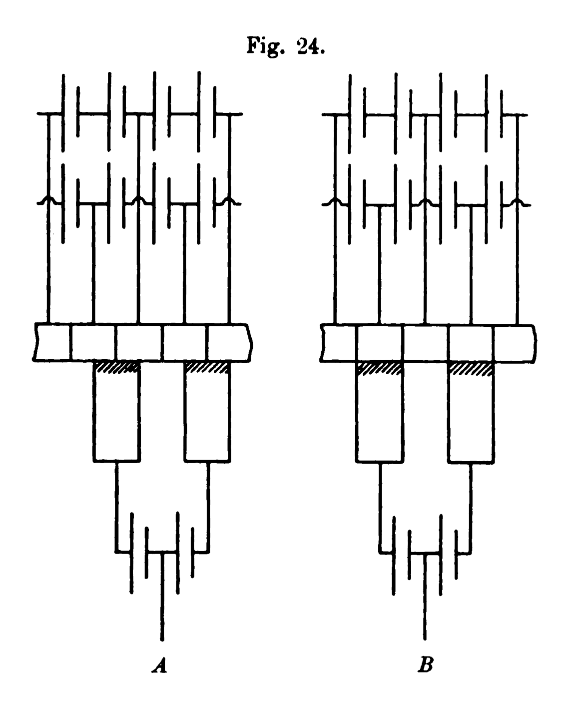


kungslos in der Bürstenstellung (Fig. 22 A), indem der Kurzschlussstrom durch die Bürstenhälften fliessen kann, ohne Widerstand und Selbstinduktion zu passieren.

Die Möglichkeit, den Kurzschluss der Ankerspulen gänzlich zu vermeiden, ist gegeben durch die Anwendung einer mehrfachen Parallelwicklung. Im Nachstehenden soll nur der einfachste Fall, eine zweifache Parallelwicklung, bei welcher alle geradzahligen Kollektorlamellen der einen, alle ungeradzahligen der anderen Wicklung angehören, näher untersucht werden.

Besitzt bei einem derartigen Anker eine Bürste die Breite einer Kollektorlamelle, so wird weder in Stellung A, noch in Stellung B

Fig. 24.



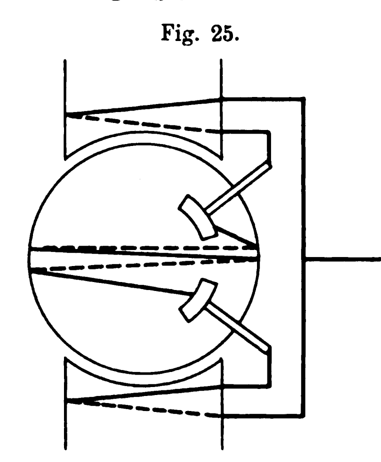
(Fig. 23) eine Ankerspule kurzgeschlossen, und das Entstehen des Kurzschlussstromes wird dadurch unmöglich gemacht.

Es lässt sich durch die nachstehend beschriebene Bürstenkonstruktion erreichen, dass der Bürstenquerschnitt verdoppelt werden kann, ohne dass ein Kurzschlussstrom entstehen kann. In Fig. 24 ist diese Anordnung im Prinzip angegeben. Zwei Bürsten, jede von der Breite einer Kollektorlamelle stehen im Abstand von ebenfalls einer Lamellenbreite und sind gegeneinander im Bürstenhalter isoliert. In die Verbindungsleitung beider Bürsten ist eine E.M.K. eingeschaltet, deren Grösse gleich der in einer Ankerspule induzierten E.M.K. E_a ist. Der Richtung nach ist die zwischen den Bürsten liegende E.M.K. der

E.M.K. einer Ankerspule entgegengeschaltet, wie dies aus Fig. 24B sehr deutlich zu sehen ist. Befindet sich die Bürste in der Stellung A, so sind durch die Bürsten zwei Ankerspulen unter sich parallel geschaltet, diesen beiden aber ebenfalls die äussere E.M.K. entgegengeschaltet. Die Abnahme des Betriebsstromes erfolgt zweckmässig in der Mitte der Verbindungsleitung beider Bürsten.

Die praktische Anwendung dieses Prinzips findet in folgender Weise statt. In Fig. 25 ist der Deutlichkeit halber nur eine Ankerspule mit ihren beiden Kollektorlamellen gezeichnet, und die Figur entspricht der Bürstenstellung B der Fig. 24. Von jeder Bürste führt eine Leitung in mehreren Windungen um den Feldmagnet, und am Vereinigungspunkt beider Leitungen findet die Stromzuführung des Betriebsstromes statt. Die Windungszahl der Bürstenleitungen ist gleich der Windungszahl der von den Bürsten geschlossenen Ankerspule.

Fig. 25.



Man sieht sofort, dass in dem aus Ankerspule und Bürstenleitung gebildeten Stromkreis durch die Undulationen des Erregerfeldes kein Strom entstehen kann, da die algebraische Summe der in diesem Stromkreis induzierten E.M.K.K. gleich Null ist. In Bezug auf den Betriebsstrom sind die Bürstenleitungen induktionsfrei, da die Hälfte ihrer Windungen rechts-, die andere linksläufig durchflossen werden. Der Ankerwiderstand variiert bei Verwendung mehrfacher Parallelschaltung sehr stark, nämlich im Verhältnis 1 : 2, da in Stellung B nur die eine Ankerwicklung, in Stellung A dagegen beide Wicklungen parallel vom Betriebsstrom durchflossen werden.

Die Verhältnisse bei Ankern mit mehr als zweifacher Parallelschaltung sind nunmehr selbstverständlich.

10. Methoden zur Aufhebung der Ankerreaktion.

Die Selbstinduktion des Ankers aufheben, heisst nichts anderes, als die Ankerreaktion beseitigen. Ein Mittel, um dies zu erreichen, wurde wiederholt für Gleichstrommaschinen empfohlen, und kann ungeändert auf den Wechselstromkollektormotor übertragen werden. Das Mittel besteht darin, den Anker mit einer feststehenden Wicklung zu

umgeben, und diese vom Ankerstrom so durchfliessen zu lassen, dass sich die erregenden Kräfte dieser Kombination aufheben (Fig. 26).

Wählt man eine Ankerwicklung, bei welcher die Gegenwindungen des Ankers aufgehoben sind, z. B. Sehnenwicklung nach J. Swinburne, so braucht die feststehende Wicklung nur mehr die Wirkung der Querwindungen zu kompensieren (Fig. 27).

Diese Kompensationswicklung kann beim Wechselstrommotor noch insoferne einer Modifikation unterzogen werden, als es nicht nötig ist, die Wicklung vom Betriebsstrom durchfliessen zu lassen; man kann sie einfach in sich kurzschliessen. Sie stellt dadurch die

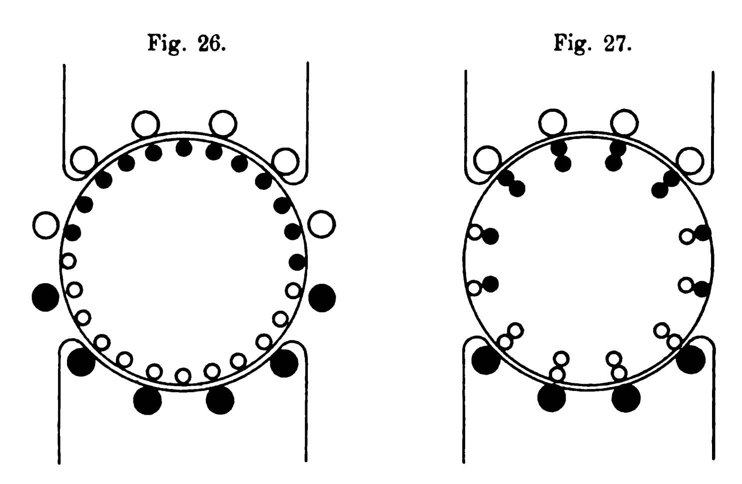


Fig. 26. Fig. 27.

kurzgeschlossene Sekundärwicklung eines Transformators dar, dessen Primärwicklung der Anker ist.

Die totalen Ampèrewindungen des Ankers sind:

$$\frac{N_2 \cdot J_1}{2}.$$

Wird die Kompensationsspule mit dem Anker in Serie geschaltet und von dem Betriebsstrom J durchflossen, so übt sie eine erregende Kraft von

$$\frac{N_3 \cdot J}{2}$$

Ampèrewindungen aus. Die erregenden Kräfte von Anker und Kompensationsspule müssen einander an Grösse gleich sein, wenn die Ankerreaktion aufgehoben werden soll; daher wird

$$N_3 = N_2. \quad \ldots\ldots\ldots \quad (52)$$

Im übrigen besteht die einzige Wirkung der Kompensationswicklung darin, dass sie den Widerstand des Motors um W_3 erhöht.

Schliesst man die Kompensationswicklung in sich kurz, so ist natürlich die Windungszahl derselben beliebig. Damit Kompensation eintritt, müssen Anker- und Kompensationsampèrewindungen einander gleich sein, demnach wird der Kompensationsstrom J_3

$$J_3 = \frac{N_2}{N_3} \cdot J_1. \quad \ldots \ldots \quad (53)$$

Ist der Widerstand der kurzgeschlossenen Kompensationswicklung W_c, so beträgt der Effektverlust in derselben

$$J^2_3 \cdot W_3$$

Watt. Damit der gleiche Effektverlust im Hauptstromkreis des Motors hervorgerufen würde, müsste

$$J_1^2 \cdot W_c = J_3^2 \cdot W_3$$

sein. Es wird demnach

$$W_c = \frac{J_3^2}{J_1^2} \cdot W_3$$

und wenn für J_3 der aus Gleichung 53 ersichtliche Ausdruck eingesetzt, wird

$$W_c = \left(\frac{N_2}{N_3}\right)^2 \cdot W_3. \quad \ldots \ldots \quad (54)$$

Durch die kurzgeschlossene Kompensationswicklung wird daher derselbe Verlust hervorgerufen, wie wenn der Widerstand des Hauptstromkreises um W_c grösser wäre.

11. Günstigste Anordnung des Erregerfeldes.

Wird eine Spule von N_1 Drähten $= \frac{N_1}{2}$ Windungen von einem nach einer Sinusfunktion variierendem Wechselstromfeld von der maximalen Kraftlinienzahl Z′ durchsetzt, so wird in dieser Spule eine E.M.K. von der Grösse

$$E_s = 1{,}1\, N_1 \cdot B_l' \cdot Q_l \cdot \text{ll}_1 \cdot 10^{-8} \quad \ldots \ldots \quad (55)$$

induziert. In dieser Gleichung ist die maximale Kraftlinienzahl durch



das Produkt aus maximaler Luftinduktion und Luftquerschnitt ersetzt, denn es ist Fig. 28,

$$Z' = B_l' . Q_l.$$

Wird dagegen die Spule nach Fig. 29 so angeordnet, dass nicht sämtliche dem Pole entströmende Kraftlinien alle Windungen durchsetzen, so wird die in der Spule induzierte E.M.K. nicht mehr nach Gleichung 55 berechnet werden können, sondern sie wird sowohl von der Anordnung der Windungen als von der Art der Kraftlinienverteilung längs eines Poles abhängen. Die Kraftlinienverteilung ist ihrerseits im vorliegenden Fall ebenfalls von der Spulenanordnung bedingt, da das die Spule induzierende Feld durch die Ampèrewindungen

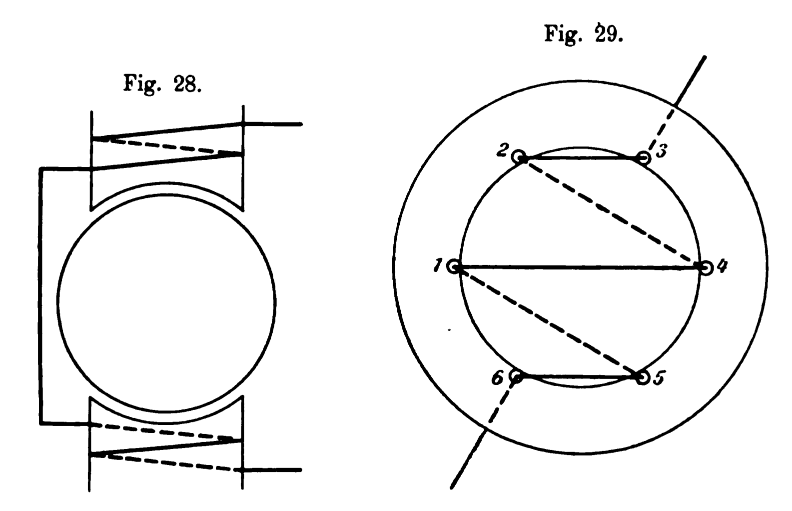


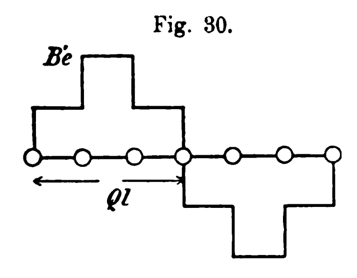
Fig. 28. Fig. 29.

der Spule selbst erzeugt wird. E_s ist demnach die E.M.G.K. der Selbstinduktion der Spule.

Um die Form eines von einer derartig angeordneten Spule erzeugten Feldes festzulegen, denkt man sich am einfachsten die Spule in ihre einzelnen Elemente zerlegt, so dass beispielsweise die in Fig. 29 gezeichnete Anordnung, als Kombination dreier Spulenelemente 2—3, 1—4, 6—5 aufzufassen ist. Der Polbogen 1—2—3—4 und ebenso der Polbogen 4—5—6—1 ist der erregenden Kraft der Spule 1—6 ausgesetzt, die kleineren Polbogen 2—3 und 5—6 ausserdem noch den erregenden Kräften der Spulen 2—3 und 5—6. Da alle Spulenelemente von demselben Strom durchflossen sind und gleichviele Windungen haben, so muss die magnetische Induktion der kleinen Polbögen 2—3 und 5—6 doppelt so gross sein als die Induktion der

Polbögen 1—2, 3—4, 4—5, 6—1. Am deutlichsten lässt sich dies aus der Darstellungsweise der Fig. 30 erkennen, und mit Hilfe dieser Figur soll nun die in der Spule induzierte E.M.K. berechnet werden.

Fig. 30.



Es ist zunächst klar, dass alle über den Polbögen 1—2—3—4 . . . nach derselben Funktion wie der erregende Strom variieren und dass der Charakter der Feldkurve Fig. 30 fortwährend derselbe bleibt. Da aus Gleichung 55 bekannt ist, wie gross die E.M.K. ist, welche von einem eine Spule gänzlich durchsetzenden Feld induziert wird, kann die in den einzelnen Spulenelementen induzierte E.M.K. berechnet werden.

Die in den Spulenelementen 2—3, 5—6 induzierte E.M.K. ist nach Gleichung 55

$$E_{s1} = 1{,}1 \,.\, \frac{2\,N_1}{3}\, B_l' \,.\, \frac{Q_l}{3}\, \Pi_1 \,.\, 10^{-8},$$

denn diese Spulen enthalten $\frac{2}{3}$ der totalen Drahtzahl N_1 und der Querschnitt der Spulen beträgt nur $\frac{Q_l}{3}$.

Die in der Spule 1—4, die nur $\frac{1}{3}\, N_1$ Drähte besitzt, induzierte E.M.K. setzt sich aus zwei Teilen zusammen. Der eine Teil wird durch das sich über $\frac{1}{3}$ des ganzen Polquerschnittes Q_l erstreckende Feld von der Induktion B_l', der zweite Teil von dem sich über $\frac{2}{3}$ des Polquerschnitts erstreckenden Feld von der Induktion $\frac{B_l'}{2}$ hervorgerufen. Die in dieser Spule induzierte E.M.K. ist daher

$$E_{s2} = 1{,}1\, \frac{N_1}{3} \left(B_l' \,.\, \frac{Q_l}{3} + \frac{B_l'}{2} \,.\, \frac{2\,Q_l}{3}\right) .\, \Pi \,.\, 10^{-8}.$$

Die gesamte in der Spule induzierte E.M.K. E_s ist natürlich die Summe aus E_{s1} und E_{s2} und man erhält daher

$$E_s = 1{,}1\, \frac{4}{9} \,.\, N_1 \,.\, B_l' \,.\, Q_l \,.\, \Pi\, 10^{-8}.$$

Diese Gleichung ist mit Gleichung 55 identisch, bis auf den

Faktor $\frac{4}{9}$, der den Einfluss der Spulenanordnung berücksichtigt. Man kann daher allgemein schreiben

$$E_s = 1,1 \,.\, K' \,.\, N_1 \,.\, B_l' \,.\, Q_l \,.\, \Pi\, 10^{-8} \quad \ldots\ldots \quad (56)$$

wenn mit K' der eben ermittelte Faktor bezeichnet wird, der für eine Spulenanordnung von 3 Nuten per Pol die Grösse

$$K' = 0,444$$

hat. Die Grösse des anderen in der Gleichung 56 enthaltenen Faktors hängt, wie bereits erwähnt, von der Art der zeitlichen Funktion des Wechselstromes, also von der Stromkurve ab und beträgt nur bei Sinusströmen 1,11.

Da bei allen Untersuchungen stets die Annahme sinoidaler Ströme gemacht ist, kann 1,1 mit K' zu einem einzigen Koeffizienten vereinigt werden und man erhält, wenn

$$K = 1,1 \,.\, K',$$

für die in einer Spule induzierte E.M.K. den Ausdruck

$$E_s = K \,.\, N_1 \,.\, B_l' \,.\, Q_l \,.\, \Pi \,.\, 10^{-8}. \quad \ldots\ldots \quad (57)$$

In der Tabelle S. 43 und in der zugehörigen (Fig. 32) sind die Werte der Koeffizienten K' und K für die verschiedensten Spulenanordnungen angegeben und es zeigt sich hierbei die auffallende Erscheinung, dass ein ganz wesentlicher Unterschied dadurch bedingt wird, ob die Nutenzahl pro Pol gerade oder ungerade ist. Selbst für unendlich viele Nuten pro Pol erhält man verschiedene Werte von K, je nachdem man ∞ als gerade oder ungerade Zahl auffasst.

Es ist dies dadurch bedingt, dass bei ungerader Nutenzahl (Fig. 31 A) die Drahtzahl pro Nute eigentlich nicht dieselbe ist, wie man sofort sieht, wenn man jeden Pol für sich betrachtet. Die Nuten 1 und 4 enthalten pro Pol nur halb so viele Drähte wie die übrigen Nuten. Bei gerader Nutenzahl pro Pol (Fig. 31 B) sind stets die Pole durch neutrale Teile getrennt; die Kraftlinien verlaufen lediglich zwischen den Polbogen 1—4 und 5—8, die Teile 1—8 und 4—5 sind neutral.

In die Tabelle S. 43 sind auch die Werte der Koeffizienten c aufgenommen. c wurde bereits durch Gleichung 24 definiert, als das Verhältnis der mittleren zur maximalen Induktion

$$c = \frac{B_m'}{B_l'}.$$

Die maximale einem Pol entströmende Kraftlinienzahl ist demnach

$$Z' = c \cdot B_l' Q_l.$$

Für jede Feldkurve lässt sich nun sehr leicht die totale Kraftlinienzahl berechnen. Man erhält z. B. bei einem Feld (Fig. 30)

$$Z' = B_l' \cdot \frac{Q_l}{3} + \frac{B_l'}{2} \cdot \frac{2\,Q_l}{3} = \frac{2}{3}\,B_l' \cdot Q_l$$

daher

$$Z' = \frac{2}{3}\,B_l' \cdot Q_l = c \cdot B_l' Q_l = B_m' Q_l,$$

und hieraus folgt

$$c = 0{,}667.$$

Fig. 31.

Für den Luftquerschnitt Q_l ist bei verteilten Wicklungen stets der Wert

$$Q_l = \frac{D \cdot \pi \cdot b}{p}$$

zu Grunde gelegt.

In die Tabelle S. 43 sind auch die Werte $\frac{\sqrt{K'}}{c}$, die den Werten $\frac{\sqrt{K}}{c}$ proportional sind, aufgenommen. Durch Gleichung 26 wurde nämlich bewiesen, dass die Anordnung der Erregerwicklung die günstigste ist, für welche der Quotient

$$\frac{\sqrt{K}}{c} \cong \frac{\sqrt{K'}}{c} = \text{Minimum}.$$

Man sieht hieraus, dass die verteilten Wicklungen mit ungerader Nutenzahl in Anwendung kommen können, dass dagegen gerade Nuten-

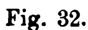
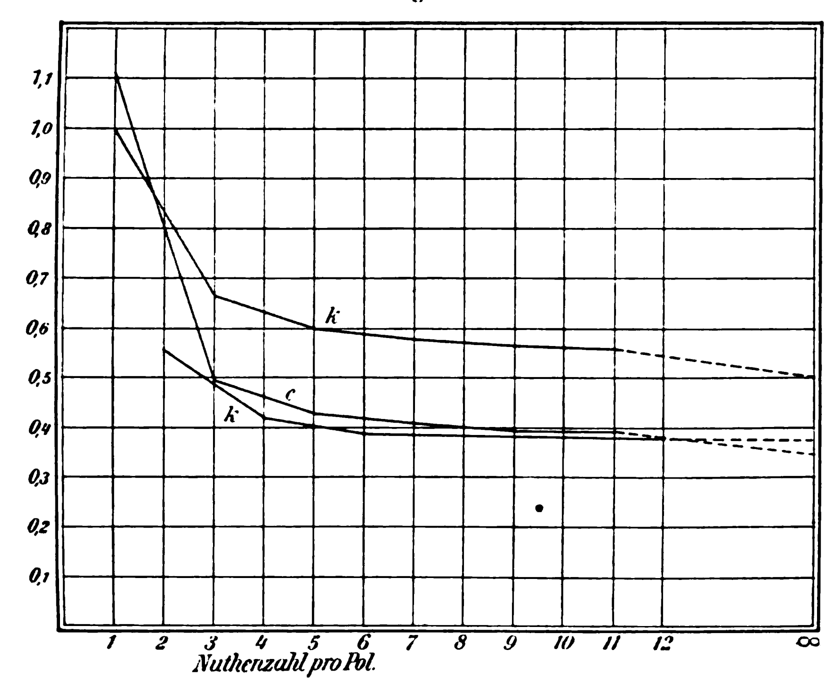


Fig. 32.

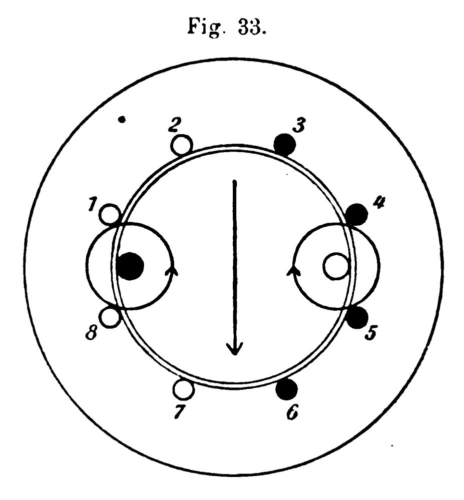


Koeffizientent abelle.

Anzahl der Nuten pro Pol	c	K'	K	$\frac{\sqrt{K'}}{c}$
1	1,000	1,000	1,11	1,00
3	0,667	0,444	0,493	1,00
5	0,600	0,387	0,429	1,04
7	0,572	0,368	0,408	1,06
9	0,555	0,357	0,396	1,08
11	0,555	0,356	0,395	1,08
∞	0,500	0,312	0,346	1,12
∞	0,500	0,333	0,369	1,15
12	0,500	0,338	0,374	1,16
10	0,500	0,340	0,377	1,17
8	0,500	0,344	0,381	1,18
6	0,500	0,352	0,389	1,19
4	0,500	0,375	0,416	1,22
2	0,500	0,500	0,555	1,41

zahlen pro Pol ungünstige Resultate ergeben. Ungünstig wirken bei Wicklungen mit gerader Nutenzahl die neutralen Feldteile 4—5 und 8—1 Fig. 33, da hier durch die kurzgeschlossenen Ankerwindungen der Kommutationsspulen ein Feld entstehen kann, durch welches im rotierenden Anker eine E.M.K. induziert wird, welche der nützlichen E.M.K. des Ankers entgegengesetzt wirkt. Das Feld der Kurzschlusswindungen des Ankers neutralisiert daher zum Teil das Erregerfeld. Diese Erscheinung tritt im allgemeinen bei allen Motoren mit verteilter Feldwicklung auf, wenn auch bei ungerader Nutenzahl pro Pol in nur geringerem Masse. Eine Neutralisation des Erregerfeldes findet statt, wo die Ampèrewindungen der Spulenelemente der Erregerwicklung gleich den Ampèrewindungen der kurzgeschlossenen Ankerspulen

Fig. 33.



sind, eine Umkehrung tritt ein, wenn die ersteren kleiner als die letzteren sind. Am besten ist dieser Feldumkehrung durch die Anordnung ausgeprägter Pole mit unverteilter Erregerwicklung vorgebeugt, und Motoren, bei denen ein Kurzschluss der Ankerspulen eintritt, laufen mit derartigen Feldern am besten.

Bei ausgeprägten Polen tritt allerdings eine etwas höhere Streuung des Feldes, nämlich 15 bis 20 %, ähnlich wie bei einer Gleichstrommaschine auf, gegenüber ca. 5 % bei verteilter Feldwicklung. Dennoch ist die Verwendung ausgeprägter Pole günstiger unter anderem auch dadurch, dass bei diesen eine grössere neutrale Zone für die Kommutierung des Ankers vorhanden ist, ein Umstand, der sich auch bei Ankerwicklungen, bei welchen ein Kurzschliessen der Kommutierungsspulen vermieden ist, nur günstig äussert.

Nur in dem Falle ist man gezwungen verteilte Feldwicklung anzuwenden, wenn der Motor lediglich beim Anzug als Serienmotor arbeiten soll, und nach Erreichen ungefähr synchronen Laufes in einen Asynchronmotor umgeschaltet werden kann.

Die Streuung wurde bei Entwicklung der Theorie der Kollektormotoren ganz vernachlässigt, nur der Feldstreuung wurde soeben Erwähnung gethan. Es würde natürlich nicht die geringste theoretische Schwierigkeit bereiten, auch die Ankerstreuung und die Streuung der Kompensationswicklung zu berücksichtigen, allein die Formeln würden dadurch bedeutend komplizierter, ohne dass für die Praxis der geringste Vorteil erzielt würde. Bei den Kollektormotoren spielen dem starken Erregerfeld gegenüber die paar Streulinien des Ankers und der Kompensationswicklung gar keine Rolle, und ihre Berücksichtigung würde nur unnützen Ballast bilden.

12. Ableitung einer Dimensionierungsformel.

Für eine gegebene Leistung kann der Ankerdurchmesser einer Maschine beliebig gross gemacht werden; es wird nur natürlich die achsiale Ankerlänge b um so grösser, je kleiner der Durchmesser gewählt wird. Mit der Wahl des Durchmessers ist zugleich eine der Hauptgrössen des Motors, nämlich die Drahtzahl N_2 des Ankers ungefähr festgelegt, denn es ist klar, dass sich auf dem Umfang eines kleinen Ankers nicht so viele Ampèrestäbe unterbringen lassen wie bei einem grossen. Eine sehr brauchbare empirische Formel, welche die Beziehung zwischen der Zahl der Ampèredrähte pro 1 cm Ankerumfang und dem Ankerdurchmesser schildert, hat Arnold (E.T.Z. 1896 S. 775) für Gleichstrommaschinen angegeben und sie ist auch für Wechselstromkollektormotoren brauchbar. Die Formel lautet, wenn mit N_u die Anzahl der Ampèredrähte pro 1 cm Ankerumfang bezeichnet wird:

$$N_u \cong 20\sqrt{D}.$$

Es ist nun

$$N_u = \frac{N_2 \, . \, J}{D\pi}$$

daher

$$N_2 = \frac{20\pi}{J} D^{\frac{3}{2}} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (58)$$

Es ist mit N_2 gleichzeitig die Anzahl der Drähte der Erreger-

wicklung festgelegt, denn durch Division der Gleichungen 18 und 23 ergibt sich

$$\frac{N_1}{N_2} = \frac{E_s}{\sqrt{2}\,E_g} \cdot \frac{c}{K} \, \frac{p \cdot n}{60 \cdot \Pi}.$$

Setzt man für N_2 den in Gleichung 58 angegebenen Ausdruck ein, so erhält man

$$N_1 = \frac{20\,\pi\,E_s \cdot c \cdot p \cdot n}{60\,\sqrt{2}\,E_g\,K\,J\,\Pi}\,D^{\frac{3}{2}}. \quad \ldots \ldots \quad (59)$$

Nach Gleichung 18 ist

$$Q_l = \frac{E_s\,10^8}{K \cdot B_l' \cdot \Pi \cdot N_1}$$

und wenn hierin N_1 nach Gleichung 59 ausgedrückt wird, ergibt sich

$$Q_l = \frac{3 \cdot \sqrt{2}\,E_g \cdot J \cdot 10^8}{c \cdot \Pi \cdot n \cdot p\,B_l'} \cdot D^{-\frac{3}{2}}. \quad \ldots \ldots \quad (60)$$

Q_l lässt sich aber auch noch in folgender Weise darstellen

$$Q_l = \frac{D\,\pi}{p}\,\frac{t}{T} \cdot b$$

und die Kombination der beiden letzten Gleichungen liefert die Beziehung

$$b = \frac{3 \cdot \sqrt{2} \cdot 10^8}{c \cdot B_l' \cdot \pi^2}\,\frac{T}{t}\,\frac{E_g \cdot J}{n \cdot D^{\frac{5}{2}}}. \quad \ldots \ldots \quad (61)$$

$E_g \cdot J$ stellt den vom Motor in mechanische Leistung transformierten elektrischen Effekt dar, und es ist daher

$$E_g \cdot J = 736 \cdot PS.$$

Ist daher für eine gegebene Leistung der Ankerdurchmesser gewählt, so kann die Breite des Motors nach der Gleichung berechnet werden

$$b = C_1\,\frac{736\,PS}{n\,D^{\frac{5}{2}}} \quad \ldots \ldots \ldots \quad (62)$$

und es ist

$$C_1 = \frac{3 \cdot \sqrt{2} \cdot 10^8}{c \cdot B_l' \cdot \pi^2}\,\frac{T}{t} \quad \ldots \ldots \ldots \quad (63)$$

Bei Motoren mit ausgeprägten Polen oder mit verteilter Wicklung kann

$$\frac{T}{c\,t} \cong 1{,}6$$

gesetzt werden. B_l' kann mit Rücksicht auf die Erwärmung des Eisens kaum höher als 5000 gewählt werden. So erhält dann C_1 die Grösse

$$C_1 = 13600. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \qquad (64)$$

Häufig will man nicht die Dimensionierung mit der Wahl des Ankerdurchmessers beginnen, sondern man nimmt lieber das Verhältnis des Durchmessers zur Ankerbreite an, ein Fall, der besonders dann gegeben ist, wenn eine bereits vorhandene Type für andere Leistungen vergrössert oder verkleinert werden soll. Auch hierfür lässt sich in ähnlicher Weise eine Dimensionierungsformel ableiten. Es sei

$$\lambda = \frac{b}{D} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \qquad (65)$$

so liefert Gleichung 61 den Ausdruck

$$D^{\frac{7}{2}} = \frac{3\sqrt{2}\,10^8}{c \,.\, n\,\pi^2 B_l'} \,\frac{T}{t} \,\frac{E_g \,.\, J}{n \,.\, \lambda} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \qquad (66)$$

und man kann hierfür schreiben

$$D = C_2 \sqrt[3,5]{\frac{736 \,.\, PS}{n \,.\, \lambda}} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \qquad (67)$$

und es ist

$$C_2 = \sqrt[3,5]{\frac{3 \,.\, \sqrt{2}\,10^8}{c \,.\, n \,.\, \pi^2 B_l'} \,\frac{T}{t}}.$$

Setzt man für $\frac{T}{c \,.\, t}$ und B_l' dieselben Werte ein wie oben, so wird

$$C_2 = 15. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \qquad (68)$$

Die älteste Dimensionsformel von der Gestalt der Gleichung 67 ist wohl in den alten Uppenbornschen Kalendern enthalten, allerdings ist dort die 3. Wurzel nicht die $\frac{7}{2}$ Wurzel angegeben. Auch die bekannte Kappsche Dimensionsformel lässt sich auf die Form der Gleichung 67 aber ebenfalls mit 3. Wurzel bringen, wenn für das Verhältnis $\frac{\text{Ankerbreite}}{\text{Ankerdurchmesser}}$ λ eingeführt wird. Die hier gegebene Ableitung würde dann die 3. Wurzel in Gleichung 67 ergeben, wenn von der Voraussetzung ausgegangen würde, dass die Zahl der Ampèredrähte pro 1 cm Ankerumfang konstant sei. Dies trifft jedoch sicher bei Gleichstrommaschinen, oder Kollektormaschinen im allgemeinen nicht zu, es lässt sich vielmehr an allen Fabrikaten konstatieren, dass

sämtliche Konstrukteure die grossen Anker mit mehr Ampèredrähten pro Centimeter belasten als die kleinen. Es hat daher die 3,5 Wurzel der Dimensionierungsgleichung sicherlich mehr Berechtigung als die 3. Wurzel.

13. Berechnung eines Motors.

Die Daten des Motors seien folgende:

$$\begin{aligned} \text{Leistung} &= 6\,\text{PS} \\ n &= 1000 \\ E &= 110 \text{ Volt} \\ \eta &= 80\,\% \\ \cos\varphi &= 0{,}9 \\ \Pi &= 100. \end{aligned}$$

Damit der Motor bei geringerer Belastung als 6 PS durch die Wirkung der Centrifugalkraft nicht zerstört wird, kann seine Umfangsgeschwindigkeit bei 1000 Touren nicht wohl höher als 13 m gewählt werden, und man erhält daher einen Ankerdurchmesser von

$$D = 25 \text{ cm}.$$

Es lässt sich nun nach Gleichung 65 und 67 die Ankerbreite b berechnen; es wird

$$b = 13\,600 \frac{736 \,.\, 6}{1000 \,.\, 25^{\frac{5}{2}}} = 19 \text{ cm}.$$

Der Betriebsstrom bei normaler Leistung

$$J = \frac{736 \,.\, \text{PS}}{E \,.\, \eta \,.\, \cos\varphi} = \frac{736 \,.\, 6}{110 \,.\, 0{,}8 \,.\, 0{,}9} \doteq 56 \text{ Ampère}.$$

Die wattlose Komponente der Klemmenspannung ist nach Gleichung 7

$$E_s = E \,.\, \sin\varphi = E\sqrt{1-\cos^2\varphi} = 48 \text{ Volt}.$$

Die Wattkomponente

$$E_w = E \,.\, \cos\varphi = 99 \text{ Volt}.$$

Hiervon wird durch die E.M.G.K. des Ankers

$$E_g = \eta \,.\, E_w = 0{,}8 \,.\, 99 = 79 \text{ Volt}$$

kompensiert, während der Rest, nämlich

$$E_w - E_g = 99-79 = 20 \text{ Volt}$$

zur Deckung sämtlicher Verluste dient, deren Grösse demnach

$$20 \,.\, J = 20 \,.\, 56 = 1120 \text{ Watt}$$

betragen darf.

Nimmt man, um eine grosse neutrale Zone zu erhalten, das Verhältnis

$$\frac{t}{T} = \frac{2}{3},$$

so wird

$$Q_1 = \frac{D\pi . b . t}{T . p} = \frac{25 . \pi . 19 . 2}{3 . 4} = 250 \text{ qcm.}$$

Bei einer maximalen Luftinduktion von

$$B_1' = 5000$$

muss in Bezug auf die Erregerwicklung, wenn die Streuung mit

$$\tau_1 = 0{,}15$$

angenommen wird, mit einer Induktion

$$B_1' . (1 + \tau_1) = 5750$$

gerechnet werden. Es wird demnach nach Gleichung 18 die Drahtzahl des Feldmagneten

$$N_1 = \frac{48 . 10^8}{1{,}1 . 5750 . 250 . 100} = 30.$$

Der Luftzwischenraum wird mit Hilfe der Gleichung 19 gefunden, nämlich

$$\delta = \frac{\sqrt{2} . 30 . 56}{1{,}6 . 4 . 5000} = 0{,}075 \text{ cm.}$$

Die Zahl der in Serie geschalteten Ankerdrähte wird (Gleichung 23)

$$N_2 = \frac{79 . \sqrt{2} . 60 . 10^8}{250 . 5000 . 4 . 1000} = 132.$$

Man kann bei einem Kollektordurchmesser von 20 cm 132 Kollektorlamellen anordnen, deren Breite bei einer Zwischenisolation von ca. 0,5 mm Stärke 4,2 mm beträgt. Um den Kurzschluss der Kommutierungsspulen aufzuheben, macht man zweifache Schleifenparallelwicklung, und um die Ankergegenwindungen zu beseitigen, wird der verkürzte Schnitt gewählt.

Man erhält daher 8 Parallelstromkreise auf dem Anker und daher eine totale Ankerdrahtzahl von 1056.

Diese Drähte lassen sich in 66 Ankernuten zu je 16 Stück unterbringen, wenn der Drahtdurchmesser 1,8 mm, der Querschnitt daher

2,5 qmm beträgt. Der gesamte Anker besitzt dann einen Widerstand von

$$\frac{132 \,.\, 0{,}36}{50 \,.\, 3{,}5 \,.\, 8} = 0{,}095 \text{ Ohm},$$

da die Länge eines Drahtes 0,36 m ist.

In Bezug auf den äusseren Stromkreis ist der Ankerwiderstand jedoch 1,5mal so gross, da abwechslungsweise immer die ganze Ankerwicklung (wenn die Bürsten 2 benachbarte Kollektorlamellen überdecken) oder nur die Hälfte derselben in Betrieb ist.

Der Ankerwiderstand ist daher

$$W_2 = 1{,}5 \,.\, 0{,}095 = 0{,}142 \text{ Ohm}$$

und die mittlere Stromdichte in den Ankerdrähten

$$\frac{56 \,.\, 1{,}5}{8 \,.\, 2{,}5} = 4{,}3 \,\frac{\text{Amp.}}{\text{qmm}}.$$

Die Zahl der Ampèredrähte des Ankers beträgt

$$132 \,.\, 56 = 7400.$$

Zwei Drittel dieser Drähte befinden sich unter den Polschuhen und deren Wirkung muss durch die Kompensationswicklung aufgehoben werden. Wird die Kompensationswicklung so angeordnet, dass sie vom Hauptstrom J durchflossen wird, so beträgt die Drahtzahl der Kompensationswicklung

$$N_3 = \frac{2 \,.\, 7400}{56} = 88,$$

also pro Polschuh 22 Drähte. Dieselben lassen sich in 11 Nuten à 2 Stück unterbringen. Die Länge eines Drahtes der Kompensationswicklung ist 0,36 m, und der Widerstand dieser Wicklung, wenn sie mit 5 mm Draht ausgeführt wird

$$W_3 = \frac{88 \,.\, 0{,}36}{50 \,.\, 19{,}4} = 0{,}033 \text{ Ohm}.$$

Wird auch die Erregerwicklung mit 5 mm Draht ausgeführt, so wird der Widerstand derselben

$$W_1 = \frac{30 \,.\, 0{,}36}{50 \,.\, 19{,}4} = 0{,}011 \text{ Ohm}.$$

Mithin wird der Gesamtwiderstand des Motors

$$W = 0{,}142 + 0{,}033 + 0{,}011 = 0{,}186 \text{ Ohm}$$

und der Ohmsche Verlust beträgt

$$56^2 \,.\, 0{,}186 = 585 \text{ Watt}.$$

Der Reibungsverlust (inkl. Bürstenreibung) kann auf 200 Watt geschätzt werden, und es bleiben demnach für Hysteresisverlust 335 Watt übrig. Von einer eingehenden Berechnung der einzelnen Eisendimensionen kann hier abgesehen werden, da dies ebenso vorgenommen wird, wie bei beliebigen anderen Maschinen. Es mag nur darauf hingewiesen werden, dass die Eigentümlichkeit des Kollektormotors, dass der Hysteresisverlust nur von der Induktion, nicht aber von der Tourenzahl abhängt, eine sehr bequeme näherungsweise Berücksichtigung im Diagramm finden kann. Der Hysteresisverlust ist der 1,6. Potenz der Induktion proportional, mithin auch der 1,6. Potenz des Motorstromes J. Ersetzt man näherungsweise die 1,6. Potenz durch die zweite, also

$$\text{Hysteresisverlust} \cong J^2,$$

so kann an Stelle des Eisenverlustes eine Vergrösserung des Motorwiderstandes angenommen werden. Im vorliegenden Beispiel würde dieser Widerstand

$$W_h = \frac{335}{56^2} = 0{,}106 \text{ Ohm},$$

der Gesamtwiderstand des Motors demnach

$$W = 0{,}292 \text{ Ohm}$$

betragen.

Die Bürstenbreite darf, um nicht Kurzschluss der Spulen herbeizuführen, nur 0,4 cm betragen. Lässt man 7 Ampère auf 1 qcm Bürstenfläche zu, so wird die Bürstenauflage

$$\frac{56}{7} = 8 \text{ qcm}$$

und es kommen auf jede der 4 Bürstenbolzen 2 Kohlen à 0,4 . 5 = 2 qcm. Die nutzbare Kollektorbreite muss daher 10 cm betragen, wenn die auf S. 34 beschriebene Anordnung gewählt wird, sie braucht dagegen nur 5 cm zu sein, wenn eine Hilfsspule auf jeden Pol gewickelt wird nach der auf S. 35 angegebenen Methode. Die Drahtzahl dieser Hilfsspule würde 16, reduziert sich aber durch Berücksichtigung der Streuung des Feldmagnetsystems auf

$$\frac{16}{1{,}15} = 14.$$

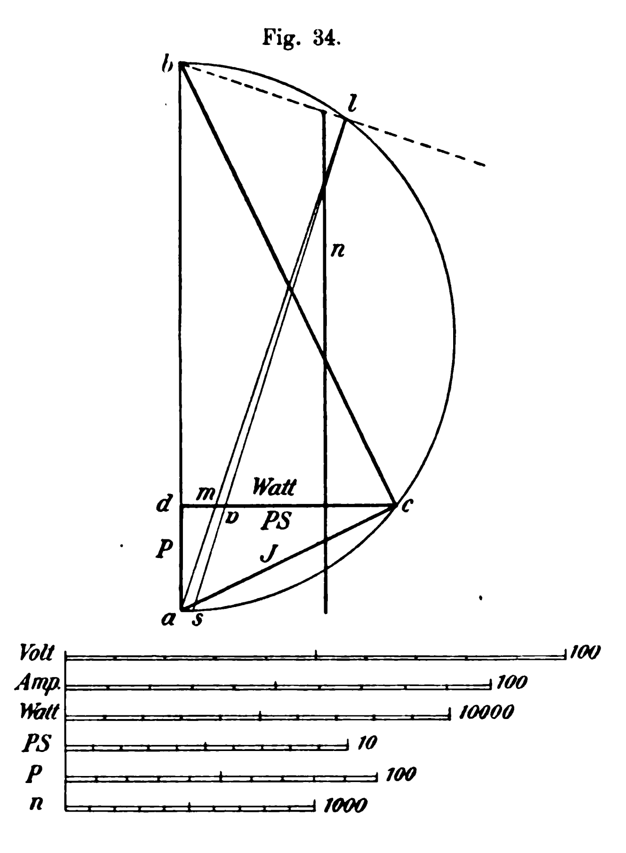
Die Zuführung des Betriebsstromes findet in der Mitte der Spulen statt; der Ohmsche Widerstand derselben ist so gering, dass er vernachlässigt werden kann.

Soll der Wirkungsgrad des Motors erhöht werden, so müssen

seine Dimensionen vergrössert werden, um mehr Wicklungsraum für stärkere Querschnitte zu schaffen und um die Eiseninduktion herabzusetzen.

Die Fig. 34 und 35 stellen das Diagramm der Maschine dar. In Fig. 34 ist der Reibungsverlust approximativ in folgender Weise be-

Fig. 34.



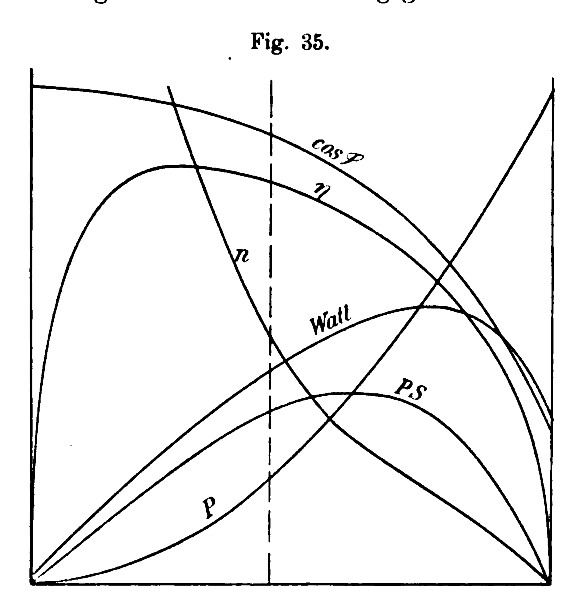
rücksichtigt. Beim normalen Belastungszustand, in welchem der Wattkonsum des Motors

$$\frac{736 \cdot 6}{0,8} = 5518 \text{ Watt}$$

beträgt, ist der Reibungsverlust zu 200 Watt angenommen. Die Gerade d c repräsentiert 5518 Watt, die Gesamtverluste exklusive Reibung 785 Watt = d m. Es ist nun m n = 200 Watt der Reibungsverlust, welcher bei Stillstand auf Null zurückgeht. In jedem beliebigen Belastungszustand wird daher auf der horizontalen Wattlinie (d c) durch die beiden Geraden m l und l n eine Strecke von der annähernden

Grösse des Reibungsverlustes eingeschlossen. Wenn der Motor leer lauft, geht er durch bis zu einer Tourenzahl, welche durch das Ziehen der Linie bs gefunden wird. In diesem Zustand sind die Verluste dem Wattkonsum gleich und der Wirkungsgrad Null.

Fig. 35.



14. Schlussbemerkung.

Wenn man den im vorhergehenden Abschnitt berechneten Motor mit Strom von nur 50 Polwechseln statt 100 speist, so reduziert sich die wattlose Komponente E_s auf die Hälfte, also auf 24 Volt bei einem Motorstrom von 56 Ampère. Ebenso reduziert sich der Hysteresisverlust auf die Hälfte, also auf 168 Watt. Der fiktive Gesamtwiderstand des Motors ist nur mehr 0,239 Ohm, und wenn die Tourenzahl und demgemäss $E_g = 79$ Volt beibehalten werden sollen, wird die genannte Wattkomponente

$$E_w = 79 + 56 \,.\, 0{,}239 = 92 \text{ Volt.}$$

Die Klemmenspannung braucht nur

$$E = \sqrt{24^2 + 92^2} = 95 \text{ Volt}$$

zu betragen, der Wirkungsgrad des Motors wird

$$\eta = \frac{79}{92} = 0{,}86$$

und der Leistungsfaktor

$$\cos \varphi = \frac{92}{95} = 0{,}97.$$

Man sieht aus dieser kurzen Darstellung, wie viel besser sich derartige Motoren für geringere Periodenzahlen bauen lassen. Würde man aber bei 50 Polwechseln dieselben Verluste zulassen und den $\cos \varphi = 0{,}9$ ungeändert beibehalten, so dürfte die Luftinduktion und demgemäss auch die Eiseninduktion höher gesetzt werden und zwar, da der Hysteresisverlust mit der 1,6. Potenz der Induktion steigt, soweit bis

$$B_l''^{1,6} = 2 \,.\, 5000^{1,6}$$

und daraus ergibt sich

$$B_l'' = 7400.$$

Die Breite des Motors könnte daher im Verhältnis von $\frac{5000}{7400}$ verringert werden und es würde demnach

$$b = 12{,}8 \text{ cm},$$

was eine Reduktion des Gewichtes von ca. 30 % bedeuten würde.

Am allergünstigsten verhält sich der Motor, wenn die Periodenzahl Null ist, er also mit Gleichstrom gespeist wird. Es ist dies ohne weiteres möglich, da durch die Anwendung der Kompensationswicklung die Ankerreaktion aufgehoben ist und ein Feuern der Bürsten nicht eintreten kann. Diese Eigenschaft des Motors, mit Wechselstrom oder Gleichstrom zu laufen, kann unter Umständen sehr wertvoll sein. Es ist z. B. möglich, dass ein Trambahnwagen, der auf einer Fernlinie mit hochgespanntem Wechselstrom unter Zwischenschaltung von Transformatoren gespeist wird, beim Passieren von Städten oder im Depot aus der gewöhnlichen Gleichstromleitung betrieben wird.

Das Verwendungsgebiet des Motors dürfte ein ziemlich vielseitiges sein, da in den Fällen, in welchen zwar die hohe Anzugskraft des Serienmotors erwünscht, dagegen die mit der Leistung variable Tourenzahl unzulässig ist, der Motor durch eine verhältnismässig einfache Vorrichtung nach Erreichung des Synchronismus in einen asynchronen Wechselstrommotor umgeschaltet werden kann.

Die neueren Forschungen über Ionen und Elektronen[1]).

Von

Dr. **Gustav Mie,**

a.o. Professor der Physik in Greifswald.

Mit 4 Abbildungen.

Erster Vortrag.

Der Weltäther und seine Eigenschaften.

Für den heutigen Physiker ist der Begriff „Elektrizitätslehre" identisch mit „Physik des Aethers". Es besteht da zwischen den Fachmännern und denen, die sich aus irgendwelchen Gründen für physikalische Dinge interessieren, aber doch nicht so tief in den heutigen Stand der Wissenschaft eingeweiht sind, eine sehr tiefgehende Divergenz der Meinungen über den Aether. Gerade so, wie man fort und fort die Meinung aussprechen hört, dass die elektrischen Erscheinungen etwas höchst Rätselhaftes und Unerklärliches wären, wird uns über den Aether immer wieder gesagt, dass seine Annahme eine höchst gewagte Hypothese wäre und rein auf Spekulation beruhe, dass das Streben der Wissenschaft hauptsächlich darauf gerichtet sein müsse, den Aether wieder beiseite zu schaffen oder ihn als chemisch nachweisbares Element der Forschung besser zugänglich zu machen. Ganz im Gegensatz hierzu sind nun die eigentlichen Fachleute, d. h. diejenigen Physiker, die gerade hauptsächlich die Lehre von den elektrischen und magnetischen Erscheinungen bearbeiten, der Ansicht, dass diese Erscheinungen die einfachsten sind, die wir kennen. Ihr Verlauf ist durch so klare und leicht übersichtliche Gesetzmässigkeiten geregelt, dass fast alle anderen physikalischen Erscheinungen komplizierter und rätselhafter sind. Schon die alleralltäglichsten Vorgänge stellen für den Forscher heutzutage sehr schwierige Rätsel dar, so die Bewegung der trägen Materie, die Schwere oder Gravitation, die Wärme, Erscheinungen, welche der Laie, weil er daran gewöhnt ist, als etwas Selbstverständliches hinnimmt, ohne über die Fragen, die sie in sich bergen, zu grübeln. Den elektromagnetischen Erscheinungen aber steht der Laie deshalb fremder gegenüber, weil wir ihre Zusammen-

[1]) Vorträge, gehalten im Ferienkurs in Greifswald. Juli 1902.

hänge nicht direkt sinnlich greifen können und weil wir überhaupt zu ihrer Erkennung und Messung besondere Instrumente als Vervollständigung unserer natürlichen Sinne brauchen müssen. In Wirklichkeit sind die Eigenschaften des sogenannten hypothetischen Aethers der heutigen Wissenschaft eher besser bekannt, als die der greifbaren Körper, und das Problem, was sie heutigentags beschäftigt, ist nicht, den Aether als chemisches Element nachzuweisen, sondern, eher könnte man sagen, die sinnlich greifbare Materie als besondere Modifikation des Aethers zu erklären. Woher kommt es nun, dass der Aether dem Laien so unwirklich, so rein spekulativer Natur zu sein scheint? Nur, weil er selber sinnlich nicht greifbar ist. Die Körper, mit deren Studium sich die Chemie beschäftigt, können wir meistens mit der Hand packen und so ihr Dasein konstatieren, wir können sie von einem Orte zum anderen transportieren. Auch die Gase, die uns noch am leichtesten entschlüpfen, können wir in Gefässe füllen, wir können durch den Widerstand, den sie einer Kompression entgegenstellen, uns von ihrer Existenz überzeugen, wir können sie in Gefässen von einem Ort zum anderen tragen, was ja heutzutage mit Kohlensäure, Sauerstoff und Leuchtgas etwas ganz Alltägliches ist. Wenn man aus einem Gefäss, in welchem sich zunächst nichts anderes befindet als Luft oder ein anderes Gas, dieses bis auf ganz minimale Spuren herausschöpft und in ein anderes Gefäss füllt, was man mit der Luftpumpe sehr leicht ausführen kann, so sagt der noch heute übliche Sprachgebrauch, dass in dem Gefäss ein leerer Raum oder ein Vakuum entstände. Ein grosser Irrtum wäre es aber, wenn man meinen wollte, dass wirklich in dem Gefäss keine Materie mehr wäre. Schon eine sehr einfache Beobachtung belehrt uns anders. Wenn wir nämlich zu unserem Versuch ein Glasgefäss benutzen, so sehen wir ihm nach dem Entfernen der Luft nichts an, der Innenraum ist durchsichtig geblieben, ja genaue Versuche haben sogar gelehrt, dass er für gewisse Lichtarten besser durchsichtig ist, als vorher. Wir wissen, dass das für eine andere wichtige Strahlungsart, nämlich für den Schall, nicht so ist. Ein einfacher Versuch, der wohl allgemein bekannt ist, lehrt, dass man den von einer tönenden Glocke ausstrahlenden Schall nicht mehr bekommt, wenn man die Glocke in ein Vakuum bringt. Ja sogar schon an Stellen, wo die Luft dünner ist, wird der Schall schwächer. Luftschiffer, die in sehr hohe Regionen kommen, können sich nur mit grosser Anstrengung ihrer Sprachorgane verständlich machen. Wäre der luftverdünnte Raum auch für das Licht weniger durchlässig, so müsste man an dem ausgepumpten Gefäss eine ähnliche Reflexion

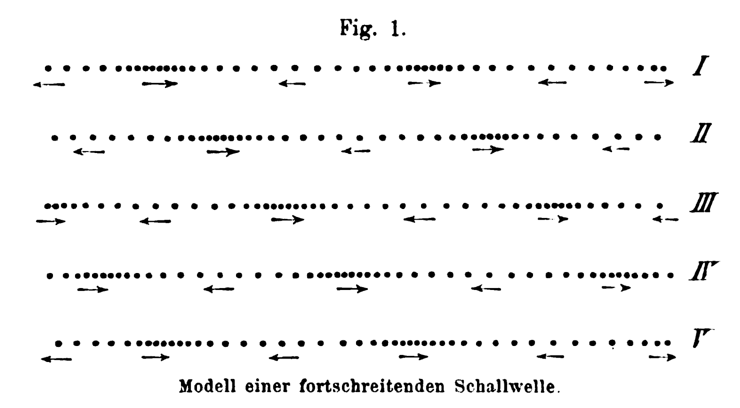
beobachten, wie an einem sehr feinen Silberspiegel. Nichts derartiges bemerkt man. Schon dass das Licht von der Sonne und den Fixsternen zu unserer Erde gelangt, ist der beste Beweis für das Gesagte. Nun ist aber sicher festgestellt, dass das Licht eine ganz ähnliche Wirkung ist, wie der Schall. Es besteht, wie dieser, in einer Art Wellen, wir können genau dieselben Erscheinungen der Interferenz und der Ablenkung um Ecken herum am Licht wie am Schall erhalten, die charakteristisch sind für Wellenbewegungen, und die Zahl der Vibrationen ist für die einzelnen Lichtarten, die reinen Farben, mindestens ebenso genau ermittelt wie für die einzelnen Schallarten, die reinen Töne. Es haben sich da nun allerdings zwei sehr auffallende Unterschiede ergeben: Erstens ist die Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Lichtes enorm gross, nämlich 300 000 km/Sek. oder 300 Millionen Meter per Sekunde, während die des Schalles nur 340 m/Sek. ist, das Licht geht also etwa millionenmal schneller; zweitens ist die Schwingungszahl der Lichtarten ganz kolossal hoch, nämlich durchschnittlich $500 \cdot 10^{12}$ per Sekunde, während die der best hörbaren Töne etwa 1000 per Sekunde beträgt. Diese Zahlen, so seltsam sie für uns lauten, die wir höchstens noch solche Vorgänge direkt beobachten können, die sich vielleicht in $^1/_{10}$ Sekunde abspielen, und höchstens ein paar Kilometer überschauen, sind doch nach ganz exakten Methoden gewonnen und gehören zu den allersichersten Ergebnissen der Wissenschaft. Ein dritter sehr wesentlicher Unterschied zwischen Licht und Schall ist nun der, dass das erstere durch den luftleeren Raum geht. Dafür ist nur eine einzige Erklärung möglich, nämlich, dass die Wellen, die wir als Licht wahrnehmen, nicht Wellen der Luft sind, auch nicht Wellen irgend eines sinnlich greifbaren Stoffes, sondern Wellen eines Stoffes, der sich nicht, wie Luft und andere Stoffe, aus einem Gefäss herausholen lässt, für den also die Körper, aus denen die Pumpe besteht, durchlässig sind, wie ein weitmaschiges Netz für Wasser durchlässig ist. Dieser Stoff selber, den wir Aether nennen, ist also seiner eigentümlichen Natur nach nicht greifbar, er lässt sich nicht in Gefässe fassen und von einem Ort zum anderen transportieren, gerade so wenig wie Wasser in einem Netz. Diesen Stoff isolieren zu wollen und einer chemischen Analyse unterwerfen zu wollen, wäre ganz buchstäblich eine Danaidenarbeit. Für jemand, der weniger bewandert ist in den Begriffen, die die jetzige Wissenschaft von der sinnlich greifbaren Materie gewonnen hat, ist es allerdings schwer fassbar, wie sich irgend ein kompakter Stoff, z. B. der Metallkolben einer Luftpumpe, dem Aether gegenüber wie ein Netz verhalten könne. Nun macht aber

eine grosse Zahl von Erscheinungen es — man darf wohl sagen — zur Gewissheit, dass die greifbare Materie eine äusserst feine Struktur besitzt, die so fein ist, dass wir sie auch mit den schärfsten Mikroskopen niemals beobachten werden. Es gibt nämlich für die Wahrnehmbarkeit der Dinge eine untere Grenze, die in der Natur des Lichtes begründet ist. So wissen z. B. die Bakteriologen von gewissen Arten äusserst kleiner Bakterien zu berichten, deren verheerende Wirkung man genau studieren kann, die man auch züchten kann und mit denen man überhaupt wie mit anderen Bakterien experimentieren kann, die man aber nicht mehr im Mikroskop sehen kann. Aehnlich so kann man die feine Struktur der Materie nicht sehen, wohl aber kann man aus physikalischen Erscheinungen auf sie schliessen. In einem späteren Vortrag werde ich ein derartiges Experiment zu erwähnen haben, das schon allein genommen ziemlich sicher die „Molekularstruktur" der Materie beweist, und auch die Grösse der Moleküle zu berechnen gestattet. Wir wollen uns nun also vorstellen, dass die greifbare Materie aus einer ungeheuren Menge kleiner Partikelchen aufgebaut ist, deren Grösse sehr klein ist gegenüber ihrem gegenseitigen Abstande, und die nur durch Kraftwirkungen, die wahrscheinlich der Aether auf sie ausübt, zusammengehalten werden, zwischen denen also keine anderen materiellen Verbindungen mehr ausser dem Aether vorhanden sind. Dann kann man auch begreifen, wie dieses feine Maschenwerk der Moleküle bewegt werden kann, indem der Aether einfach durch die grossen Zwischenräume hindurchschlüpft und höchstens in ganz geringem, nicht messbarem Betrage mitbewegt wird.

Nun liegt aber die Frage nahe, wie man denn eine solche nicht greifbare Substanz zum Gegenstand seines Studiums machen könne? Auch wenn man wegen der Fortpflanzung des Lichtes seine Existenz nicht bezweifeln kann, so ist doch schwer zu sehen, wie man weiteres über seine Eigenschaften erfahren kann. Ganz ähnlich war die Sachlage bei der Luft vor der Entdeckung der Luftpumpe; dass sie existierte, bezweifelte niemand, man hatte die Gesetze der Schallfortpflanzung schon studiert, man hatte aber auch noch viel eindringlichere Beweise für die Existenz der Luft. Nämlich ihre Bewegung, die als Wind mit all seinen kräftigen Wirkungen wohl studiert werden konnte. Ausserdem der elastische Druck, der in ihr entsteht, wenn man sie komprimiert, und der leicht so gross werden kann, dass er die Gefässwände zersprengt, oder dass er z. B. die Kugel in einem Flintenlauf in rapider Bewegung fortschleudert. Sie erkennen leicht, dass man aus diesen beiden Kraftwirkungen, wenn man ihre Gesetze

eingehend studiert, schon ein recht vollständiges Bild über die Natur der Luft bekommt, auch wenn man keine Luftpumpe benutzen kann. Ja noch mehr, wenn man diese beiden Kraftäusserungen der Luft im Zusammenhange studiert und untersucht, wie durch Druckdifferenzen Bewegungen und andererseits durch ungleichförmige Bewegungen Drucke in der Luft hervorgerufen werden, so kommt man zu einer allgemeinen Theorie, aus der man ohne weitere experimentelle Erfahrungen schon alle Gesetze des Schalles rein mathematisch herleiten kann. Denn in der That ist der Schall nichts anderes als eine regelmässige Aufeinanderfolge von Verdichtungs- und Verdünnungsstössen in der Luft, die von hin und her pendelnden Bewegungen ihrer Teilchen naturnotwendig begleitet sind. Ich zeige Ihnen dies an diesem Modell einer Luftwelle (Fig. 1). Wenn Sie den Vorgang

Fig. 1.



Modell einer fortschreitenden Schallwelle.

an einer Stelle betrachten, so sehen Sie, dass da ein periodisch wechselnder Wind mit einem periodisch wechselnden Druck herrscht und Sie sehen auch, dass an allen anderen Stellen genau derselbe Vorgang stattfindet, nur dass er zu anderen Zeiten beginnt. Man sagt, dass eine von Punkt zu Punkt wachsende Verschiebung der Schwingungsphase zu beobachten ist.

Ist nun das Licht ein wellenartiger Vorgang im Aether, so muss es in einer periodisch wechselnden Spannung verbunden mit einer periodisch wechselnden Bewegung des Aethers bestehen und die Frage tritt auf, ob wir nicht gerade wie in der atmosphärischen Luft diese beiden Kraftäusserungen auch für sich, getrennt, beobachten können. Man könnte nun denken, dass das ausgeschlossen ist, weil ja die greifbaren Körper, an denen wir allein solche Kraftäusserungen wirklich beobachten können, mit dem Aether so wenig verbunden zu sein

scheinen, dass sie fast ohne Widerstand durch ihn hindurchschlüpfen. Aber schon eine oberflächliche Ueberlegung zeigt, dass trotzdem ein Zusammenhang zwischen beiden bestehen muss. Denn das Licht entsteht ja nicht etwa im Aether allein, sondern nur durch die Wirkung der rasch vibrierenden Moleküle heisser Körper. Ebenso wird das Licht auch von den Körpern wieder aufgefangen und absorbiert; darauf beruht überhaupt die Möglichkeit, dass es unsere Sinne affiziert. Nun, in der That sind auch bestimmte Kraftäusserungen des Aethers bekannt und zwar seit uralten Zeiten. Es sind dies dreierlei Wirkungen, nämlich die elektrische Kraft, die magnetische Kraft und endlich die Schwerkraft. Diese drei Wirkungen unterscheiden sich von den Kraftwirkungen der greifbaren Mechanismen, der Zahnräder, Walzen, Schrauben, Stangen, Seile, hydraulischen und pneumatischen Pressen, eben dadurch, dass keine greifbare Verbindung zwischen der Kraftquelle und dem Körper, an dem die Kraft wirkt, vorhanden ist. Diese drei Kraftwirkungen kann man an Körpern studieren, die rings von einem Vakuum umgeben sind, und man nennt sie deswegen auch manchmal Fernwirkungen, weil eben die greifbare Verbindung fehlt. Nun aber ist eine physikalische Wirkung nicht möglich, ohne dass ein Ding mit physikalischen Eigenschaften sie ausübt; denn einen physikalischen Vorgang sich als Folge von mathematischen Verhältnissen zu denken, wäre dasselbe, wie seinen Hunger durch ein bloss gedachtes Essen zu stillen. Diese drei Kraftwirkungen sind also aufzufassen als die Kraftäusserungen der nicht greifbaren Materie, des Aethers, Kundgebungen, durch die er uns die Thatsache seiner Existenz aufdrängt, wie die Luft durch Wind und Kompressionsspannung. Noch eines haben die Wirkungen des Aethers vor den sogenannten mechanischen Kraftübertragungen voraus: sie gehen durch greifbare Körper im allgemeinen ungehindert hindurch. Den Wind können Sie durch eine die Luft durchquerende Wand aufhalten, den Druck des Wassers in einer Wasserleitung durch einen zwischengeschalteten Hahn unterbrechen. Aber die von der Erde ausgehenden Gravitationswirkungen können Sie nicht durch zwischengeschaltete Körper zurückhalten; hier über dieser Tischplatte wirkt auf ein Gewichtsstückchen dieselbe Schwerkraft wie unter derselben. Ebenso wird die Kraft eines Magneten durch zwischengelegte Papierscheiben oder Brettchen nicht vermindert. Starke Magneten, die auf grössere Entfernungen wirken, äussern durch Wände hindurch ihre Kraft ganz ungeändert. Auch die elektrischen Kräfte gehen durch sehr viele Körper hindurch, ebenso das Licht. Das ist bei unserer Auffassung von der Struktur

der Körper leicht zu begreifen. Die Körper setzen sich aus zwei Teilen zusammen, dem feinen Netzwerk der Moleküle und dem Aether, der alle Zwischenräume ausfüllt. Sie gleichen gewissermassen Schwämmen im Wasser. Die Spannungen und Bewegungen des Aethers pflanzen sich durch die Körper hindurch fort, aber, wie die optischen und elektrischen Erscheinungen zeigen, doch so, dass die Moleküle in gewisser Weise an den Vorgängen teilnehmen und sie modifizieren.

Die letzte Epoche der Forschungen auf dem Gebiet der Elektrizität können wir kurz charakterisieren als die, in welcher die physikalischen Eigenschaften des reinen Aethers, ohne auf den Zusammenhang mit den greifbaren Molekülen mehr als nötig zu achten, erforscht sind. Wir müssen dabei allerdings auch noch heute die als Schwerkraft bekannten Wirkungen ausschliessen. Die Kenntnis der Gravitation hat seit den Zeiten Newtons und Coulombs nicht den geringsten Zuwachs erfahren; über den Zusammenhang, der zwischen den Gravitationswirkungen und den übrigen Vorgängen im Aether und in der Materie jedenfalls bestehen muss, wissen wir absolut gar nichts, und es fragt sich wohl auch, ob sich der Schleier, der über der scheinbar so offenkundigen Schwerkraft liegt, so bald lüften lässt.

Dagegen sind wir über die beiden anderen Kraftwirkungen so gut orientiert, wie wir es nur wünschen können. Die Natur des elektrischen Zustandes im Aether können wir am besten vergleichen mit den Spannungszuständen, die wir an komprimierter Luft oder an deformierten Metallfedern etc. kennen. Wie komprimierte Luft auf die Wandungen des Gefässes Druckkräfte ausübt, so wirken auch auf die greifbaren Körper, von denen elektrische Spannungen des Aethers ausgehen, die man, um ihren besonderen Zusammenhang mit dem Aether zu bezeichnen, elektrisch geladen nennt, eigentümliche Druckkräfte. Sie werden durch die Aetherspannung bald zueinander hin-, bald voneinander weggeschoben. Durch diese Druckkräfte misst man den Zustand des Aethers. Aehnlich wie komprimierte Luft bei zu hoch gesteigertem Druck in heftiger Explosion die Gefässwand zersprengt, so kann die Spannung des Aethers die greifbare Materie, die sich im elektrischen Felde befindet, zerschmettern unter gleichzeitiger Auslösung der Spannung. Das beobachten wir beim Blitz.

Der magnetische Zustand des Aethers lässt sich einer Art Bewegung vergleichen. So wie der Wind gegen Körper stösst, die seine Bewegung durch Widerstand modifizieren, und so wie Körper, die die Luft in Bewegung setzen, eine Reaktionskraft erfahren, so übt auch das Magnetfeld Zug- und Stosskräfte aus auf Eisen, dessen Anwesen-

heit den magnetischen Zustand des Aethers modifiziert, und auf permanente Magnete oder elektrische Stromleiter, von denen der magnetische Zustand erregt wird. An diesen Druckkräften misst man die Stärke des magnetischen Feldes im Aether.

Elektrischer und magnetischer Zustand stehen miteinander, was ja schon in dem eben Gesagten liegt, in einem sehr engen Zusammenhang. So wie veränderliche Luftströme, z. B. Böen, unvermeidlich mit barometrischen Druckschwankungen verbunden sind, nach ganz feststehenden Gesetzen, so sind veränderliche Magnetfelder stets von wechselnden elektrischen Spannungen begleitet. Es können so elektrische Spannungen im Aether erregt werden, ohne dass sie von elektrisch geladenen Körpern ausgehen. Wenn ich einen Magneten in der Luft bewege, so ist das damit verbundene magnetische Feld von elektrischen Kräften begleitet, weil es sich ja infolge der Bewegung des Magneten in jedem Punkte des Raumes ändert. Bringe ich einen geeigneten Leiter, z. B. eine Drahtspule, in die Umgebung des bewegten Magneten, so kann man die elektrischen Spannungen am Ausschlag eines mit der Spule verbundenen geeigneten Messinstrumentes erkennen. Die elektrischen Spannungen, die in der Umgebung des Magneten, wenn er bewegt wird, vorhanden sind, influenzieren in dem Draht elektrische Ladungen, die der Ausschlag des Instruments anzeigt. Die Spannungen sind natürlich auch ohne die Spule im Aether, die Spule dient nur dazu, sie zu konstatieren. Ebenso ist ein veränderlicher elektrischer Zustand nur möglich, wenn gleichzeitig magnetische Wirkungen vorhanden sind. Gerade so kann Luftverdichtung oder -verdünnung auch nicht ohne Bewegung der Luft entstehen. Wenn man z. B. zwei Metallkugeln mit den beiden Polen einer elektrischen Batterie in Verbindung setzt, so ist in dem Augenblick, in welchem sie sich laden und die elektrische Spannung im Aether in ihrer Umgebung erregen, auch ein magnetisches Feld vorhanden. Dieses Feld ist aber so schwach, dass es sich schwer demonstrieren lässt. Man muss dazu einen anderen Weg einschlagen, ausgehend von der Thatsache, dass die elektrische Spannung in den sogenannten Leitern von selber erlischt. Ich habe hier eine Batterie Leidener Flaschen aufgestellt, ihre äussere Belegung ist zur Erde abgeleitet. Ich halte hier ferner einen Draht an einem Siegellackgriff, die Fortsetzung des Drahtes läuft in den Keller zu dem einen Pol einer Reihe galvanischer Elemente, sogenannter Akkumulatoren. Der andere Pol der Kette ist mit der Wasserleitung verbunden und so zur Erde abgeleitet. Ich halte den Draht mit dem Siegellackgriff an die Zuleitung zum Elektroskop; wie

Sie am Ausschlag sehen, ist er thatsächlich auf eine gewisse elektrische Spannung geladen, d. h. er und ebenso alle mit ihm verbundenen Leiter haben die eigentümliche Fähigkeit, im Aether eine bestimmte Spannung hervorzurufen. Ich verbinde ihn mit der inneren Belegung der Leidener Flaschen, die sich dadurch laden. Ich entferne den Draht, die Leidener Batterie behält die Ladung. Nun verbinde ich aber die Innenfläche der Leidener Batterie mit dem einen Ende dieser Holzlatte, die sie hier sehen, deren anderes Ende ebenfalls mit der Wasserleitung verbunden ist. Sie sehen, wie jetzt die Spannung nach und nach heruntergeht, wie sich die Leidener Batterie entlädt. Der Vorgang ist der, dass die elektrische Spannung des Aethers in der Latte, die ein Leiter ist, nach und nach zurückgeht und damit auch die von den Belegungen der Leidener Batterie erregte Spannung überhaupt. Wir können dieses Schwinden der elektrischen Spannung in Leitern in Parallele stellen mit dem Schwinden der Spannung eines Gases durch den Einfluss absorbierender Körper. Denken Sie sich in einem Ballon komprimiertes Salzsäuregas. Oeffnen Sie den Ballon, so wird das Gas mit grosser Geschwindigkeit ausströmen und dadurch wird seine Spannung nachlassen. Wenn Sie dagegen das Gas nicht entweichen lassen, aber unter genügendem Druck einen Wasserstrahl durch ein durch den Stopfen gehendes Glasrohr hineinspritzen, so werden Sie ebenfalls ein Nachlassen der Spannung bekommen, weil der Wasserstrahl das Gas verschluckt. So verschluckt nun ein Leiter der Elektrizität zwar nicht die Substanz des Aethers, wohl aber seine Spannungsenergie, die Spannung erlischt, ohne dass dabei eine Bewegung einzutreten braucht. Wenn Sie weiter den mit Salzsäuregas gefüllten Ballon mit einem zweiten verbinden, in welchem dasselbe Gas unter demselben Druck steht, dann wird das Gas aus diesem zweiten Ballon in den ersten nachströmen, wenn Sie hier das Gas durch Wasser absorbiert werden lassen. Es wird also in den Verbindungsröhren eine Bewegung entstehen, die an und für sich einen erhöhten Druck im ersten Ballon hervorrufen würde, wenn nicht die gleichzeitige Absorption diesen Druck immer sogleich wieder verminderte. So haben wir in der Latte ein Gebiet des Aethers, in welchem seine Spannung fortwährend sozusagen absorbiert wird; ein zweites Gebiet, nämlich das Feld in dem Glase der Leidener Batterie, steht aber in einer solchen Beziehung zu dem Feld in der Latte, dass sich die Spannungen beider im Gleichgewicht zu halten suchen. Es muss nun bei diesem Spannungsausgleich eine Bewegung des Aethers entstehen, die an und für sich eine Erhöhung der Spannung in der Latte hervorrufen würde, wenn eben diese Spannung

nicht immer gleich wieder verloren ginge. Diesen Bewegungszustand kann man in der That messen. Wenn man einen elektrischen Kondensator durch einen Draht oder einen anderen Leiter entlädt und bringt in die Nähe des Drahtes eine leicht bewegliche Magnetnadel, so wird sie abgelenkt. Das ist das Anzeichen der Aetherbewegung. Nehmen wir anstatt des Kondensators ein galvanisches Element, so ist die Sache genau dieselbe. Ein galvanisches Element ist eine Art Kondensator, zwischen seinen beiden Metallplatten besteht eine bestimmte Spannung. Gleichzeitig treten aber noch chemische Vorgänge ein, die unter stofflichen Umwandlungen diese Spannung immer gleich wieder herstellen, wenn sie im verbindenden Leiter vernichtet wird, und so tritt nun fortwährend elektrische Spannung aus dem Element neu in den Aether ein, pflanzt sich fort bis in den Draht hinein, wo sie immer gleich wieder vernichtet wird. Die Aetherbewegung, die diesen Vorgang begleitet, ist das magnetische Feld des Stromes, das wir an der Ablenkung der Magnetnadel in seiner Nähe (im Galvanometer) beobachten.

So haben wir nun Mittel und Wege kennen gelernt, um die Wechselbeziehungen zwischen elektrischen und magnetischen Zuständen eingehend zu studieren. Und dieses Werk ist in der zweiten Hälfte des vorigen Jahrhunderts zu Ende geführt. Die besprochenen Beziehungen sind uns jetzt besser bekannt, als irgendwelche anderen, besser als beispielsweise die zwischen Wind und Luftdruck, die von viel mehr Faktoren abhängig sind, als die einfachen elektromagnetischen Beziehungen. Damit haben wir, abgesehen von der noch sehr dunklen Gravitation, ein sehr genaues, klares Bild von der physikalischen Natur des Aethers erhalten.

Folgendes sind die Ergebnisse:

Erstens: Die Elastizität des Aethers ist von ganz anderer Art, wie die der Luft oder überhaupt eines greifbaren Körpers. Die elastische Spannung besitzt nicht nur wie der Luftdruck eine bestimmte Grösse, sondern zeigt auch eine charakteristische Richtung. Wir stellen daher das elektrische Feld durch Spannungskurven, die sogenannten Kraftlinien, graphisch dar, in ähnlicher Weise, wie man die Kurven einer Strömung, die ja auch Stärke und Richtung hat, zeichnet. Eine solche Spannungskurve repräsentiert überall die Richtung, in der ein positiv elektrisches Partikelchen fortgetrieben wird. Sie hat einen Anfang und ein Ende an den greifbaren Körpern, die das Feld erregen. Den Anfang der Kurve bezeichnet man als positive Ladung des betreffenden Körpers, den Endpunkt als negative. Ein positiv elektrisiertes Par-

tikelchen wird also durch die Aetherspannung vom positiv elektrischen Körper zu dem negativen hingeschoben.

Zweitens: Die Bewegung des Aethers, die wir als Magnetfeld erkennen, ist nicht mit Ortsveränderung verbunden, in ähnlicher Weise wie die Bewegung der Transmissionswelle in einer Fabrik. Wollen wir uns ein bestimmtes mechanisches Bild von den Aethervorgängen machen, so müssen wir deswegen schon sagen, dass das magnetische Feld eine Rotation der Partikelchen des Aethers um ihre eigenen Achsen darstelle, denn nur so ist eine Bewegung ohne Ortsveränderung denkbar. Wir wollen damit keineswegs behaupten, dass dies das letzte Wort sei, aber was wir bisher vom Aether wissen, können wir jedenfalls am einfachsten durch diesen Satz wiedergeben. In einem reinen Magnetfeld rotieren die Aetherteilchen ohne Spannungen, wie die Rädchen eines ungeheueren Uhrwerkes. Sobald die Rotation aber ungleichmässig wird, sobald Stockungen oder Beschleunigungen eintreten, bilden sich zugleich auch Spannungen. Umgekehrt können sich Spannungen nur herstellen, indem zugleich (ungleichförmige) Rotationen auftreten. Wir sagen: Der Aether besitzt eine rotationelle Elastizität.

Drittens: Der Aether erleidet nie Dichtigkeitsänderungen und nie Ortsveränderungen, seine Eigenschaften sind ganz konstant. Ferner besitzt er keine innere Reibung.

Viertens: Der Aether ist auch im Innern der greifbaren Materie genau so beschaffen wie im Vakuum. Nur dadurch, dass sich die Moleküle der greifbaren Materie an den Aethervorgängen beteiligen, kommt eine Art Verschiedenheit zu stande.

Aus den Beziehungen des elektrischen und magnetischen Zustandes kann man nun die Gesetze eines periodisch wechselnden Aetherzustandes herleiten, des sogenannten elektromagnetischen Wechselfeldes, genau so wie man aus den Gesetzmässigkeiten der Luftbewegung und -spannung die Gesetze der Luftschwingungen und des Schalles herleiten kann. Es ergibt sich, dass sich ein elektromagnetisches Wechselfeld, eine sogenannte elektrische Schwingung im Aether, in genau derselben Weise verbreitet, wie es die Lichtwellen thun. Aus den Resultaten rein elektromagnetischer Messungen kann man berechnen, mit welcher Geschwindigkeit sich eine elektromagnetische Welle ausbreitet. Man erreicht dies beispielsweise, wenn man die beiden Belegungen eines Kondensators durch einen Draht verbindet und nun erstens die Spannung des Kondensators mit einem Elektrometer, zweitens das Magnetfeld des Entladungsstromes mit einem Galvanometer misst.

Es hat sich die Zahl 300 000 km/Sek. ergeben, genau dasselbe, was man auf ganz andere Weise am Licht ermittelt hatte. Durch die berühmten Versuche von Hertz, dem es zuerst gelang, elektrische Wechselfelder von sehr hohen Schwingungszahlen, nämlich $500 \,.\, 10^6$ und mehr, herzustellen, sind die Folgerungen der Theorie in allen Einzelheiten bestätigt worden. Dadurch ist nun auch sichergestellt, dass die Lichtarten elektromagnetische Wechselfelder von noch viel höheren Schwingungszahlen ($500 \,.\, 10^{12}$) darstellen, und alle beobachteten Thatsachen bestätigen diesen Schluss aufs beste. Das Auge ist also ein Organ, mit dem wir für die Zustände des Aethers empfindlich sind. Aber gerade so, wie das Ohr nicht auf konstanten Druck oder konstante Luftströmungen anspricht, sondern nur auf periodische Druckschwankungen von bestimmten Schwingungszahlen: die Schallwellen, so auch das Auge, nicht auf konstante elektrische Spannung oder konstante magnetische Wirkung, sondern nur auf regelmässig periodische Spannungsschwankungen und zwar nur in einem ganz bestimmten Bereich von Schwingungszahlen um $500 \,.\, 10^{12}$ herum.

Sind wir somit durch die Forschungen der letzten Epoche, die ihren Abschluss fand in den Hertzschen Versuchen, in sehr befriedigender Weise über die Natur des reinen Aethers aufgeklärt, wenn ja auch freilich noch Lücken geblieben sind, vor allem in Betreff der Gravitation, so ist uns dafür die Natur der greifbaren Materie um so rätselhafter geworden. Einerseits soll sie mit dem Aether so wenig in Zusammenhang stehen, dass sie sich durch ihn hindurchbewegen kann, ohne ihn merklich mit sich fortzuschieben, denn man hat, wie erwähnt, bisher noch keine Aetherbewegungen aufgefunden, die mit Ortsveränderungen verbunden wären, andererseits können die Atome sich aber auch nicht verhalten wie Staubkörnchen, die lose in ihm schweben. Denn einmal werden die Atome jedenfalls durch Druckkräfte, die der Aether auf sie ausübt, zu den scheinbar so kompakten greifbaren Körpern zusammengeballt, andererseits werden alle Vorgänge im Aether, die wir beobachten, in erster Instanz ausnahmslos durch die Einwirkungen der greifbaren Materie auf den Aether hervorgerufen. Ja, auf dieser Wechselwirkung zwischen Aether und Materie beruhen überhaupt alle unsere Kenntnisse vom Aether, aber umgekehrt beruhen auf ihr auch wahrscheinlich in letzter Linie alle Vorgänge und alle Eigenschaften der greifbaren Materie. Denn nach den vielen angestellten elektrischen Untersuchungen, die durch die feinen Instrumente der Neuzeit erst ermöglicht sind, steht es endgültig fest, dass kein noch so einfacher Vorgang in der greifbaren Materie sich

abspielt, ohne dass elektromagnetische Vorgänge in irgend einer Weise damit untrennbar verknüpft sind. Welcher Art ist nun der Zusammenhang zwischen den Atomen und dem Aether? Das ist die grosse Frage, die jetzt die physikalische Welt bewegt. Diese Frage ist, um es vorweg zu sagen, noch sehr weit von ihrer Lösung entfernt. Aber wie man dem Zusammenhange zwischen Aether und Atomen nachspürt, das soll das Thema der folgenden beiden Vorträge sein.

Zweiter Vortrag.

Elektrolyte und elektrisch leitende Gase.

Die einfachste Art, wie die Materie auf die Vorgänge des Aethers Einfluss gewinnt, ist die sogenannte elektrische Leitung. Wir haben an einer Stelle des Raumes eine elektrisch geladene Metallkugel, d. h. also eine Metallkugel, der auf irgend eine Weise die besondere Fähigkeit verliehen ist, dem Aether in ihrer Umgebung eine Spannung zu erteilen. An einer davon entfernten Stelle sei eine ungeladene Metallkugel. Wir verbinden nun beide durch einen Draht. Sogleich wird das Feld der ersten Kugel schwächer und dafür taucht in der Umgebung der zweiten eine Spannung auf. Die erste Kugel hat also ihre besondere Fähigkeit, den Aether zu spannen, der zweiten Kugel zum Teil abgegeben. Wie sollen wir uns die Uebertragung dieser Fähigkeit durch die Verbindung mit dem Draht genauer vorstellen, was für Vorgänge finden dabei im Draht statt? Das Nächstliegende wäre, zu untersuchen, ob der Draht dabei nicht selbst irgend eine physikalische oder chemische Aenderung erfährt. Solche Untersuchungen sind angestellt, es hat sich gezeigt, dass der Draht eine kleine Erwärmung erfährt, aber im übrigen chemisch und physikalisch in jeder Beziehung völlig ungeändert bleibt. Das ist nun wirklich höchst seltsam und rätselhaft, es muss jedenfalls etwas in dem Draht passiert sein. Ohne ihn wäre die Ladung nicht von der einen Kugel auf die andere übergegangen, ausserdem hat der Vorgang in Form der kleinen Temperaturänderung auch seine Spur im Draht hinterlassen. Aber wenn weiter absolut gar nichts zu sehen ist, so scheint es ausgeschlossen, irgendwie etwas über diesen Vorgang zu erfahren.

Nun zu unserem Glück gibt es Körper, die ausser der Erwärmung bei Elektrizitätsleitung auch noch andere Veränderungen erfahren; es

sind dies die sogenannten Elektrolyte. Leite ich hier z. B. den elektrischen Strom durch verdünnte Schwefelsäure, so sehen Sie, wie sich an der Eintrittsstelle sowohl, wie an der Austrittsstelle ein Gas abscheidet. Diese Gase sind Wasserstoff und Sauerstoff, wie man erkennt, wenn man ein brennendes Streichholz in den Gasstrom hält. Diese Zersetzung ist zuerst von Faraday genauer studiert. Er fand folgende Gesetzmässigkeiten:

Erstens: Die Menge des an einem Pol aus einem Elektrolyten ausgeschiedenen Zersetzungsproduktes ist genau proportional der durchgeleiteten Elektrizitätsmenge. Sie hängt nicht davon ab, ob die Elektrizität langsam oder rasch geleitet wird, ob das Gefäss weit oder eng, lang oder kurz ist, sondern stets nur davon, wieviel Elektrizität schliesslich übergegangen ist.

Zweitens: Von einem bestimmten Stoff wird beim Durchgang derselben Elektrizitätsmenge stets dieselbe Gewichtsmenge abgeschieden, in welcher Verbindung sich der Stoff auch befinde. Und zwar ist die abgeschiedene Stoffmenge für verschiedene Substanzen proportional mit dem chemischen Aequivalentgewicht.

Ich zeige Ihnen dies an einem einfachen Experiment. In diesen drei U-Röhren sind drei verschiedene Wasserstoffverbindungen, nämlich Salzsäure (HCl), verdünnte Schwefelsäure (H_2SO_4) und Ammoniak (H_3N). Bei der Elektrolyse scheidet sich nun an dem negativen Pol, der sogenannten Kathode, aus allen drei Lösungen Wasserstoff ab, am positiven Pol, der Kathode, dagegen einmal Chlor, einmal Sauerstoff, einmal Stickstoff. Die abgeschiedene Wasserstoffmenge ist in allen drei Fällen genau die gleiche, weil Wasserstoff stets einwertig ist, also immer dasselbe Aequivalentgewicht besitzt. Und zwar bilden sich, wenn die Elektrizitätsmenge 1 Coulomb durchgeht, immer 0,01036 mg Wasserstoff, ungefähr 0,116 ccm. 1 Coulomb ist diejenige Elektrizitätsmenge, die 1 Ampère in 1 Sekunde überträgt. Chlor ist wie Wasserstoff einwertig. Nach dem Faradayschen Gesetz muss sich daher in dem ersten U-Rohr eine Chlormenge ausscheiden, die sich zum ausgeschiedenen Wasserstoff verhält, wie die Atomgewichte beider Körper, Setzen wir das Atomgewicht des Wasserstoffs, wie üblich, $H = 1$, so ist Chlor: $Cl = 35{,}5$, Sauerstoff: $O = 16$, Stickstoff: $N = 14$. Die einfachen Gase sind nun Verbindungen von je zwei Atomen desselben Stoffes. So hat Wasserstoff die Formel H_2, Chlor Cl_2 etc. Ferner gilt für die Gase bekanntlich das einfache Gesetz, dass bei gleichem Druck und gleicher Temperatur gleiche Volumina eine gleiche Anzahl Moleküle enthalten. Es nehmen also

2 Gewichtsteile Wasserstoffgas denselben Raum ein, wie 71 Gewichtsteile Chlor, 32 Sauerstoff, 28 Stickstoff. Nun sehen Sie, dass sich im ersten U-Rohr das gleiche Volumen Chlor ausscheidet wie Wasserstoff auf der anderen Seite. Es kommen also wirklich auf 1 g ausgeschiedenes Wasserstoffgas immer 35,5 g Chlor, wie das Faradaysche Gesetz behauptet.

In der zweiten Röhre sehen Sie, dass der ausgeschiedene Sauerstoff nur das halbe Volumen erfüllt. Dieselbe Elektrizitätsmenge, die 1 Grammatom Sauerstoff (d. h. 16 g) abscheidet, scheidet 2 Grammatome Wasserstoff (2 g) und ebenso 2 Grammatome Chlor (71 g) aus. Das hat seinen Grund darin, dass Sauerstoff chemisch zweiwertig ist, denn in Wasser bindet 1 Sauerstoffatom 2 Wasserstoffatome (H_2O), 1 Grammatom Sauerstoff ist folglich chemisch äquivalent mit 2 Grammatomen Wasserstoff.

Auch in der dritten Röhre sehen Sie das Faradaysche Gesetz bestätigt: Stickstoff ist im Ammoniak dreiwertig (NH_3), also ist das ausgeschiedene Volumen nur ein Drittel von dem des Wasserstoffs.

Lösen wir in Wasser ein Metallsalz, so zersetzt sich dies beim Durchgang des Stromes ebenfalls. An der Kathode scheidet sich stets das Metall ab, an der Anode die Säure. Ich habe hier z. B. Kupfervitriollösung; leite ich Strom hindurch, so sehen Sie bald an der Kathode, für die ich ein Platinblech genommen habe, einen Kupferniederschlag. An der Anode sollte sich das Schwefelsäureradikal SO_4 ausscheiden, es löst aber von dem Kupferblech, das ich zur Anode genommen habe, etwas auf und kommt so wieder als Vitriol in Lösung. Sie sehen dies, wenn ich den Strom umkehre, der eben auf dem Platinblech gebildete Kupferniederschlag verschwindet dann in kurzer Zeit. Kupfer hat das Atomgewicht 63,6. Aus allen solchen Verbindungen, in denen das Kupfer zweiwertig ist (das Kupfervitriol $CuSO_4$ gehört dazu, ebenso Kupferchlorid, Kupfernitrat etc.), scheidet nach dem Faradayschen Gesetz 1 Coulomb stets $1/2 \cdot 0{,}01036 \cdot 63{,}6 = 0{,}3294$ mg Kupfer an der Kathode aus. Sie sehen, dass man eine solche elektrolytische Zelle benutzen kann, um die Elektrizitätsmengen zu messen, die der Strom überführt. In der That ist das eine ganz gebräuchliche Methode, die Zelle, die ich hier habe, ist ein solches Instrument zur Elektrizitätsmessung, man nennt es ein Kupfervoltameter.

Wo kommt nun das abgeschiedene Kupfer her? Natürlich scheidet es sich aus der Lösung aus. Die Lösung muss also an der Seite der Kathode verdünnter werden. Dass dies der Fall ist, will ich Ihnen zeigen. In diesem engen Glastrog, der mit Kupfervitriol

gefüllt ist, sehen Sie zwei Kupferdrahtelektroden. Die eine verläuft horizontal in der Mitte des Troges. Ich projiziere sie auf einen weissen Schirm. Nun leite ich Strom durch und zwar so, dass der horizontal verlaufende Draht Kathode ist. Sie sehen, wie alsbald von ihm Schlieren aufsteigen. Er hat die Lösung in seiner unmittelbaren Nachbarschaft verdünnt, indem er ihr Kupfer entzog. Das Schwefelsäureradikal SO_4 verschwindet in demselben Masse, wie sich die Lösung verdünnt, aus der Nachbarschaft des Drahtes und taucht dafür an der Anode wieder auf, die es auflöst. Ich zeige Ihnen dies, indem ich den Strom umkehre. Es bilden sich wieder sofort Schlieren, aber sie sinken hinab. Der Draht hat jetzt, indem er sich auflöst, die $CuSO_4$-Lösung konzentrierter gemacht. Diese Vorgänge sind zuerst von Hittorff zum Gegenstand eingehender Studien gemacht und zwar an den mannigfaltigsten Salzlösungen. Hittorff nahm beispielsweise eine Reihe von Gefässen, die alle durch Heber miteinander kommunizierten, alle wurden mit derselben Lösung gefüllt, in die beiden äussersten die Elektroden hineingestellt. Nach dem Durchgange des Stromes stellte sich nun heraus, dass die Lösung in den mittleren Zellen vollständig unverändert geblieben war. In der Zelle, wo die Kathode stand, war sie verdünnt, in der, wo die Anode stand, konzentriert, falls die Elektrode aus demselben Metall war, das im Salz die Base bildete. Um einen bestimmten Fall vor Augen zu haben, nehmen wir an, er hätte eine 15%ige Lösung von Kupfervitriol hineingefüllt, und die Elektroden wären aus Kupfer. Wenn durch diese Kupfervitriollösung 1 Coulomb übergeführt wird, so wird, wie wir wissen, an der Kathode abgeschieden:

0 3294 mg Cu.

Die Lösung verdünnt sich gleichzeitig, indem 0,5953 mg Kupfervitriol aus ihr verschwinden. Dieselbe Menge Kupfervitriol tritt an der Anode auf und bewirkt, dass hier die Konzentration grösser wird, zugleich verliert die Anode 0,3294 mg Cu, indem sie sich auflöst. Nun besteht, wie die Chemie lehrt, 0,5953 mg Kupfervitriol aus 0,2372 mg Cu und 0,3581 mg SO_4. Wir sehen also: Von den 0,3294 mg Cu, die sich an der Kathode ausscheiden, stammen nur 0,2372 mg aus der Lösung in ihrer Nachbarschaft, 0,0922 mg sind in die Kathodenzelle hineingewandert, um sich auszuscheiden. Dagegen sind 0,3581 mg SO_4 aus der Kathodenzelle spurlos verschwunden, diese finden sich in der Anodenzelle wieder und haben hier ihr Aequivalent, nämlich 0,2372 mg Cu, aufgelöst und so die Lösung um 0,5953 mg Vitriol konzentrierter gemacht. Dagegen sind 0,0922 mg Cu, die sich noch

weiter von der Anode auflösten, spurlos verschwunden. Dies ist gerade diejenige Kupfermenge, die in der Kathodenzelle neu aufgetaucht ist. Wie ist es nun möglich, dass auf dieser Seite 0,0922 mg Cu spurlos verschwunden sind und dass dieselbe Kupfermenge auf jener Seite wieder zum Vorschein kommt? Nur auf eine einzige Art. Nämlich so, dass durch die ganze Salzlösung ein gleichmässiger Strom der aufgelösten Kupferteilchen im Sinne des positiven elektrischen Stromes stattgefunden hat. Aehnliches müssen wir von den SO_4-Teilchen sagen, nur dass der Strom derselben im entgegengesetzten Sinne stattfand. Nun ist aber $0{,}0922 = 0{,}28 \times 0{,}3294$ und $0{,}3581 = 0{,}72 \times 0{,}4974$, und 0,3294 und 0,4974 sind die Kupfer- und die SO_4-Menge, die 1 Coulomb entsprechen. Wir können dies so aussprechen: Sobald 1 Grammäquivalent Cu an der Kathode ausgeschieden ist, sind 0,28 Aequivalent Kupferteilchen und 0,72 Aequivalent SO_4 durch die Lösung hindurchgeströmt.

Im Elektrolyten ist der elektrische Strom mit Bewegungen der Materie verbunden, und zwar bewegen sich Metallteilchen im Sinne des positiven Stromes, Säureteilchen im entgegengesetzten Sinne.

Entsprechend können wir den elektrischen Strom uns aus zweien zusammengesetzt denken, einem Strom positiver Elektrizität und einem Strom negativer Elektrizität. Z. B. wenn durch 15%ige Kupfervitriollösung der Strom 1 Ampère geht, so haben wir einen Strom positiver Elektrizität von 0,28 Ampère, einen Strom negativer Elektrizität von 0,72 Ampère.

Da nun elektrischer Strom und materieller Strom unzertrennlich miteinander verbunden sind, so müssen wir schliessen, dass beide nur zwei verschiedene Seiten eines und desselben Vorgangs sind. Mit anderen Worten: Der Elektrizitätstransport geschieht durch Transport materieller Teilchen, diese materiellen Teilchen müssen also eine elektrische Ladung besitzen. Und zwar besitzen Wasserstoff- und Metallteilchen eine positive, Säureteilchen eine negative Ladung, jedes Grammäquivalent besitzt 96540 Coulomb.

Bekanntlich erklärt man sich die Thatsache, dass die chemischen Elemente nur im Verhältnis einfacher ganzzahliger Multipla ihrer Grammatome sich verbinden, durch die schon besprochene Vorstellung, dass die Materie eine sehr feine Struktur besitzt, indem sie aus Molekülen aufgebaut ist. Jedes Molekül setzt sich aus den letzten Teilen der Materie, den Atomen, zusammen. So stellt jede chemische Formel zugleich die innere Struktur des Moleküls dar. H_2 bedeutet ein

Molekül, das aus 2 Wasserstoffatomen besteht, HNO_3 ein solches aus 1 Wasserstoffatom, 1 Stickstoff-, 3 Sauerstoffatomen etc. Man hat nun auf sehr verschiedene Weise versucht, eine Vorstellung von der Grösse eines solchen Atoms zu bekommen. Die Zahlenwerte, die man so erhalten hat, liegen alle ziemlich nahe beieinander, aber doch so, dass der grösste etwa vier- bis fünfmal so gross ist, als der kleinste. Es liegt das daran, dass man bei den Berechnungen Hypothesen machen musste, die wohl ungefähr, aber doch nicht genau zutrafen. Kürzlich ist es nun aber Planck gelungen, aus einem neuentdeckten Strahlungsgesetze in exakter Weise die gesuchte Zahl zu gewinnen. Planck hat berechnet, dass auf 1 Grammatom immer $0{,}617 \cdot 10^{24}$ Atome kommen, also etwa $^1/_2$ Quatrillion. 1 Wasserstoffatom hat demnach eine Masse von $1{,}62 \cdot 10^{-24}$ g.

Nun besitzt, wie wir sahen, 1 Grammatom einwertiger Stoffe die Ladung 96540 Coulomb, folglich hat jedes einzelne einwertige Atom die Ladung $96540 : 0{,}617 \cdot 10^{24} = 15{,}63 \cdot 10^{-20}$ Coulomb. Jedes zweiwertige Atom besitzt das Doppelte etc.

Wir haben somit die Vorstellung erlangt, dass auch die Elektrizitätsmenge, mit der sich ein Körper laden kann, sich sozusagen aus Elektrizitätsatomen zusammensetzt. Gerade so, wie es für jeden Stoff eine kleinste Menge gibt, nämlich das Atom, so gibt es auch eine kleinste Menge Elektrizität: $15{,}63 \cdot 10^{-20}$. Man nennt diese Menge das Elementarquantum.

Weiter sehen wir, dass die elektrische Ladung stets mit den materiellen Atomen verbunden ist. Das Atom ist also an und für sich schon elektrisch, die Atomladung stellt gewissermassen die Verbindung dar zwischen Aether und Materie. In den Körpern, die keine elektrische Spannung des Aethers hervorbringen, den ungeladenen, sind positive und negative Atome in gleicher Anzahl vorhanden. Positiv elektrische Körper sind solche, denen positiv geladene Atome im Ueberschuss zugeführt sind, negativ elektrisierte solche, denen negativ geladene Atome zugeführt sind. Isolatoren sind Körper, in denen die Atome eines Moleküls immer fest miteinander verbunden sind, so dass sie höchstens durch allzu starke Spannungen im Aether explosionsartig auseinandergerissen werden können. Leiter sind solche Körper, in denen positive und negative Atome frei umherschwimmen und durch ein elektrisches Feld nach der einen oder nach der anderen Seite hin getrieben werden. Der elektrische Leitungswiderstand ist der Reibungswiderstand dieser Teilchen in der Flüssigkeit, in der sie eingebettet sind, die Stromwärme ist einfach die Reibungswärme. In

der That hat sich auch aus anderen Kennzeichen ergeben, dass in denjenigen Flüssigkeiten, die wie die Salzlösungen elektrisch leitend sind, freie Atome vorhanden sind. Ja, man weiss heutzutage, dass auf dem Vorhandensein dieser freien Atome die chemischen Reaktionen der verschiedenen Salze miteinander in der Lösung beruhen. Insofern nun diese freien Atome gleichzeitig die Träger der Elektrizität sind, nennt man sie auch Ionen.

Diese theoretischen Ueberlegungen, die ich an die Experimente anschloss, scheinen wirklich als logisch notwendige Folgerungen aus den Resultaten der Versuche hervorzugehen. Und dennoch kann man Einwände dagegen erheben, die ihren Wert sehr herabdrücken. Wir haben gesagt, dass die Kupferatome in der Vitriollösung positiv geladen sind. Nehme ich nun die Kathode, dieses Platinblech, aus der Lösung heraus, so ist es natürlich gänzlich ohne elektrische Ladung. Denn diese ist ja abgeleitet. Sind denn die Kupferatome jetzt unelektrisch geworden? Es ist kein anderer Schluss möglich. Wie kann denn aber Elektrizität von einem Atom auf das andere übertragen werden, von Kupfer auf das Platinblech? Weiter: Die Kupferatome im Kupfervitriol sind zweiwertig, sie besitzen zwei Elementarquanta der Elektrizität. Nun gibt es aber viele Kupferverbindungen, in denen Cu einwertig ist, z. B. Kupferchlorür, CuCl; leitet man durch solche Verbindungen einen elektrischen Strom, so transportiert jedes Kupferatom nur ein einziges Elementarquantum. Sie sehen also: ein und dasselbe Atom kann ungeladen sein, kann ein Elementarquantum besitzen, aber auch zwei, oft auch drei und mehr. Es war also nur eine angenehme Täuschung, wenn wir meinten, einen bestimmten Satz über Verbindung zwischen Aether und Materie aussprechen zu dürfen, nämlich dass jedes Atom in ganz bestimmter unveränderlicher Weise mit dem Aether verbunden sei durch seine Atomladung. Das ist offenbar falsch. Die Atomladungen sind veränderlich, sonderbarerweise aber nur als ganzzahlige Multipla eines Elementarquantums. Das Rätsel der elektrischen Ladungen und das Rätsel der Leitung, wenigstens in den Metallen, ist grösser als zuvor.

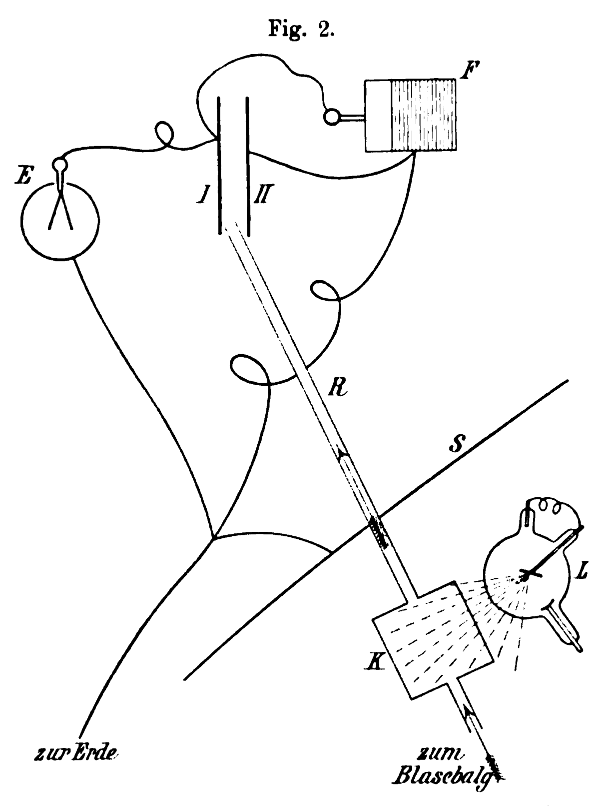
Da ist nun neuerdings Hilfe gebracht von ganz unerwarteter Seite. Die Erscheinungen der elektrischen Leitung in Gasen haben Thatsachen aufgedeckt, welche wohl diese Fragen lösen. Gase können auf zweierlei Weise leiten. Entweder leiten sie nämlich in derselben Art wie ein Metall oder ein Elektrolyt. Dies ist am längsten bekannt bei den Flammengasen, Flammen benutzt man ja seit jeher, solange man sich mit elektrischen Untersuchungen beschäftigt, als Leiter. Sie

haben freilich einen ziemlich hohen Widerstand, leiten aber kontinuierlich den Strom auch bei den geringsten Spannungen. Oder aber die Gase zeigen sich für niedrige Spannungen als vollkommen isolierend; erst wenn man sehr hohe Feldstärken anwendet, werden sie gewaltsam, offenbar durch Zerspaltung der Moleküle, in Leiter umgewandelt, es bilden sich Funken. Bei sehr schwacher Elektrizitätsquelle nehmen diese nur einen Teil der Strombahn ein als Lichtbüschel oder Glimmlicht, bei sehr ausgiebigen Elektrizitätsquellen entwickeln sie dagegen eine solche Hitze, dass die Pole, von denen sie ausgehen, verdampfen und dass sich eine förmliche Flamme bildet: der Lichtbogen. In dem letzten Vortrag werden wir uns mit den Entladungen beschäftigen, heute möchte ich Ihnen einiges von der gewöhnlichen Art Elektrizitätsleitung der Luft zeigen. Das Studium dieser Erscheinung ist, trotzdem man sie schon so lange kennt, erst in neuester Zeit wesentlich gefördert. In Flammen nämlich sind die Verhältnisse ziemlich kompliziert; die Leitung hängt, wie sich gezeigt hat, wesentlich von der Temperatur der Elektrode ab, ferner finden ausser dem elektrischen Vorgang der Leitung noch die chemischen Umsetzungen statt. Man ist daher bis jetzt noch nicht zur Auffindung einfacher und klarer Gesetzmässigkeiten gelangt.

Durch die Entdeckung der Röntgenstrahlen hat man ein neues, eminent wichtiges Hilfsmittel der Forschung gewonnen. Röntgenstrahlen wirken nämlich, das fand Röntgen gleich nach ihrer Entdeckung, sehr stark entladend. Sie sehen hier eine gute Röntgenröhre (L), verbunden mit einem kräftigen Induktionsapparat. Ich hoffe, dass Sie auf diesem fluoreszierenden Schirm alle die bekannte Erscheinung sehen. Ich will nun das Elektroskop (E), das ich schon in meinem vorigen Vortrage benutzte, auf den Schirm projizieren. Die Blättchen sind mit einer Blechscheibe (I) und mit der inneren Belegung eines kleinen Leidener Fläschchens (F) verbunden. Eine der ersten gegenüberstehende zweite Blechscheibe (II) ist mitsamt der Aussenbelegung der Leidener Flasche und dem Gehäuse des Elektroskopes zur Erde abgeleitet. Ich lade nun, bis das Elektroskop genügenden Ausschlag zeigt. Lassen wir Röntgenstrahlen entstehen, so sehen Sie, wie sich das Elektroskop schnell entlädt, indem die Ladung von der ersten Scheibe zur zweiten übergeht. Freilich ist die Leitungsfähigkeit der Luft sehr schwach, denn obwohl die Leidener Flasche nur sehr kleine Mengen Elektrizität aufgespeichert enthält, dauert es ziemlich lange, bis alles weg ist. Die Holzlatte, die ich Ihnen neulich zeigte, wirkte viel schneller. In welcher Weise erteilen nun aber wohl die Röntgenstrahlen der Luft die Leitfähigkeit? Oder vielmehr,

ist es überhaupt wirklich die Luft, die hier leitend wird? Diese Frage beantworte ich durch einen zweiten Versuch (Fig. 2). Ich schiebe zwischen die geladene Blechplatte und die Röntgenlampe einen grossen Blechschirm (S), der die Strahlung aufhält. Nun wird die Leidener Flasche also durch die Röntgenstrahlen nicht mehr entladen. Ich setze vor die Röntgenröhre einen Holzkasten (K), der zwei gegenüberstehende runde Oeffnungen besitzt, in die Rohrstutzen einmünden. Wir ver-

Fig. 2.



Demonstration der elektrischen Leitfähigkeit von Luft, die Röntgenstrahlen ausgesetzt war.

binden den einen mit diesem Gebläse, den anderen mit einem Rohr (R), das kurz vor der geladenen Blechplatte endigt. Wir können so die Luft, die von Röntgenstrahlen durchsetzt war, an die Platte heranblasen. Ich lasse nun die Röntgenstrahlen entstehen: das Elektroskop bleibt in Ruhe. Wir blasen: bei jedem Luftstoss wird von der Platte eine Ladung weggenommen.

Durch die Röntgenstrahlen erfährt die Luft also eine ganz eigentümliche Aenderung: sie wird elektrisch leitend und behält diese

elektrische Leitfähigkeit, auch wenn sie den Strahlen nicht mehr ausgesetzt ist.

Diese leitend gewordene Luft haben nun der englische Forscher J. J. Thomson und seine Schüler einem sehr eingehenden Studium unterworfen, und ich will Ihnen jetzt über die Resultate, die sie gewonnen haben, berichten. Dass die Luft wirklich eine andere Natur angenommen hat, zeigt sich z. B. an einer eigentümlichen Fähigkeit Nebel zu bilden.

Ueber die Bildung der Nebel- und Regenwolken sind schon allein wegen des Interesses, das die Meteorologie daran hat, sehr viele Versuche gemacht. Man verfährt bei diesen Versuchen so, dass man in ein durch einen Hahn geschlossenes Gefäss etwas Wasser hineinthut und somit die Luft des Gefässes ganz mit Wasserdampf sättigt. Wasserdampf ist bekanntlich ein ganz klares, farbloses, also unsichtbares Gas. Nun erteilt man der Luft eine plötzliche Abkühlung. Man macht das einfach so, dass man schnell etwas Luft absaugt. Bei der Verdünnung kühlt sich die Luft bekanntlich sofort ab, und im allgemeinen kondensiert sich jetzt etwas Wasser und bildet Nebeltröpfchen. Diese Nebelbildung ist gebunden an das Vorhandensein kleiner Staubkörnchen, weil nämlich die Kondensation des Wasserdampfes nie in freier Luft erfolgt, sondern stets nur an der Oberfläche schon vorhandener fester oder flüssiger Körper. Es ist dies ganz analog der Erscheinung, die sich beim umgekehrten Vorgang, dem Verdampfen des Wassers, zeigt. Jeder wird wohl schon die Beobachtung gemacht haben, dass sich die Dampfbläschen des kochenden Wassers niemals im Innern der Flüssigkeit frei bilden, sondern nur entweder an bestimmten Stellen der Gefässwandung oder an Körnchen, die im Wasser schweben. Wäre die Luft vollkommen staubfrei, so träte die Kondensation nur an den Wänden des Gefässes ein, im Innern behielten wir den Dampf, die Luft bliebe also klar. Man hat diese Versuche sogar benutzt, um die Zahl der Staubkörner in der Luft zu zählen, denn man kann die Zahl der Nebeltropfen nach verschiedenen Methoden ermitteln. Man kann nun die Luft von Staubpartikelchen befreien, indem man sie durch einen Wattebausch hindurchfiltriert. Die Watte hält die Staubkörner zurück, und wenn man alles sorgfältig genug ausführt, bekommt man in der That eine Luft, die keine Nebelbildung zu stande kommen lässt. Setzt man diese vollkommen staubfreie Luft der Wirkung der Röntgenstrahlen aus und wiederholt jetzt den Versuch der Abkühlung, so bildet sich wieder Nebel im Innern. Dieser Nebel kann nicht von Staubkörnchen herrühren, denn es ist nichts ge-

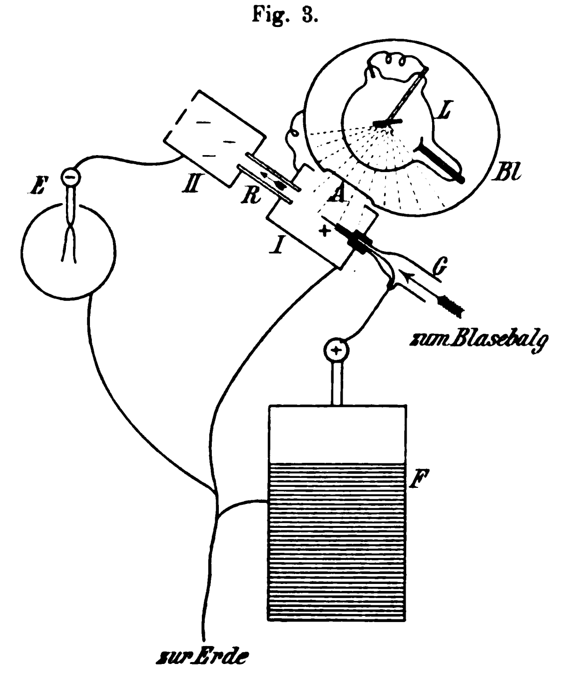
schehen, wodurch Staub in das Gefäss eingedrungen sein könnte. Das Erscheinen des Nebels hängt aufs engste zusammen mit der elektrischen Leitfähigkeit, die die Luft durch die Wirkung der Röntgenstrahlen angenommen hat. Lässt man nämlich den Nebel zu Boden sinken und wiederholt dann noch ein- oder zweimal die Abkühlung, lässt den neu entstandenen Nebel sich wieder senken, so verliert die Luft schliesslich ihre Nebelkerne und bleibt bei weiterer Abkühlung klar. Gleichzeitig mit dem Verlust der Nebelkerne wird sie wieder ein Isolator. Die Nebelkerne sind also Partikelchen, deren Vorhandensein die Leitfähigkeit hervorbringt.

Nun kann man der Luft die elektrische Leitfähigkeit auch auf andere Weise nehmen. Sie werden bei dem Versuch, als die von den Röntgenstrahlen leitend gemachte Luft gegen die geladene Blechplatte getrieben wurde, bemerkt haben, dass die Leitung bei jedem Stoss des Blasebalgs nur für kurze Zeit eintrat und dass die Elektroskopblättchen immer gleich wieder stillstanden. Das kommt nicht allein davon her, dass die leitende Luft durch die Luftströmungen zerstreut wird. Denn nach mehreren Stössen des Blasebalgs müsste sich doch der ganze Raum in der Umgebung der Blechplatte mit leitender Luft erfüllt haben. Zum grossen Teil rührt vielmehr das Aufhören der elektrischen Ableitung davon her, dass die Luft durch den Durchgang der Elektrizität selber ihre Leitfähigkeit verliert. J. J. Thomson hat dies direkt nachgewiesen, indem er in dem Rohr, durch welches die Luft geblasen wurde, zwei einander gegenüberstehende Blechstreifen anordnete und diese auf eine gewisse Potentialdifferenz lud. Wenn die Blechstreifen lang genug waren, so hatte die Luft, nachdem sie sie passiert hatte, ihre Leitfähigkeit ganz verloren. Dasselbe zeigte sich auch, als man die Abhängigkeit der elektrischen Stromstärke in der leitenden Luft von der Spannung untersuchte. Bei niedrigen Spannungen folgte der Strom dem Ohmschen Gesetz, d. h. er wuchs proportional mit der Spannung. Dagegen nahm er bei stärkeren Spannungen langsamer zu und erreichte bei einer bestimmten hohen Spannung einen Maximalwert, den er dann bei noch weiterem Anwachsen der Spannung ganz konstant beibehielt. Der Maximalstrom ist offenbar diejenige Stromstärke, welche der Luft mit genau derselben Geschwindigkeit die Leitfähigkeit nimmt, wie die Röntgenstrahlen sie ihr erteilen. Der Maximalstrom ist um so grösser, je weiter die beiden Platten, zwischen denen sich die leitende Luft befindet, voneinander entfernt sind, denn einem um so grösseren Luftquantum muss ja durch den Strom die Leitfähigkeit entzogen werden.

Untersuchte Thomson nun die Luft, der die Leitfähigkeit durch einen elektrischen Strom wieder genommen war, so zeigte sie keine Nebelkerne mehr. D. h. sie blieb völlig klar, wenn man sie mit Wasserdampf sättigte und plötzlich abkühlte, vorausgesetzt dass sie ganz staubfrei war.

Aus diesen Versuchen folgt mit logischer Notwendigkeit, dass die Leitfähigkeit, welche die Röntgenstrahlen der Luft erteilen, auf dem Vorhandensein besonderer diskreter Partikelchen beruht, welche als Nebelkerne dienen können.

Fig. 3.



Elektrisierung von elektrisch leitender Luft.

Thomson bewies weiter, dass diese Partikelchen elektrische Ladungen besitzen. Ich will Ihnen einen der hierher gehörenden Versuche zeigen (Fig. 3). In der zur Erde abgeleiteten Metalldose (I) befindet sich ein gerader Draht, der durch eine runde Oeffnung von aussen bis etwa zum Zentrum der Dose geht, und dessen Anfang von einem eng umschliessenden, beiderseits offenen Glasrohr (G) umhüllt ist. In der Verlängerung dieses Rohres hat die Dose ein zweites Loch, in welchem ein Ebonitrohr (R) steckt, das in eine zweite Blechdose (II) führt. Diese zweite Blechdose hat einige kleine Oeffnungen, um die Luft, die wir später durch das Glasrohr einblasen wollen, herauszu-

lassen. Ausserdem ist ein Draht angelötet, den wir mit dem Elektrometer (E) verbinden werden. Ich lade nun zunächst den isoliert eingeführten Draht, der gleichzeitig, damit er durch Isolationsmängel seine Ladung nicht zu schnell verliert, mit einer Batterie Leidener Flaschen (F) verbunden ist. Ich will zuerst auch das Elektrometer noch anschliessen, um Ihnen zu zeigen, dass die Ladung, die ich ihm mit der Elektrisiermaschine erteile, positiv ist. Wir laden ihn nun auf eine Spannung von etwa 2000 Volt. Nun verbinde ich die zweite Büchse mit dem Elektrometer, Sie sehen, dass sie keine Ladung hat. Die erste Büchse ist auf der einen Seite, wie Sie nach der Ausführung des Versuches selber sehen werden, offen. Ich habe eine Röntgenlampe davor gestellt, die in ein Bleiblech (Bl) eingehüllt ist, um alle direkten elektrischen Wirkungen möglichst abzuhalten. Das Bleiblech besitzt da, wo die Büchse vorgestellt ist, ein mit Aluminiumblech geschlossenes Fenster (A). Durch Aluminium gehen die Röntgenstrahlen bekanntlich leicht hindurch. Erregen wir nun Röntgenstrahlen, so sehen Sie, wie zu erwarten war, dass das Elektrometer keinen Ausschlag bekommt. Wir blasen jetzt einen tüchtigen Luftstrom am Draht entlang in die zweite Dose hinein: Das Elektrometer wird unruhig, der Luftstrom führt Elektrizität mit sich. Wir wollen nun die Art dieser Elektrizität prüfen. Sie sehen: es ist negative Elektrizität, sie hat also das entgegengesetzte Vorzeichen, wie die Ladung des Drahtes. Wäre es positive Elektrizität, so würden wir nichts Besonderes aus dem Experiment entnehmen können, denn wir wissen, dass die Luft durch die Röntgenstrahlen leitend gemacht wird. Der Luftstrom bildet, sollte man meinen, einfach eine leitende Verbindung zwischen dem Draht und der zweiten Dose. Dass die Ladung der Dose gerade das entgegengesetzte Vorzeichen hat, wie die des Drahtes, ist daher eine sehr bemerkenswerte Thatsache, die uns über das Wesen der Luftleitung wichtigen Aufschluss gibt. Sie zeigt uns nämlich, dass die Partikelchen, deren Existenz die Leitfähigkeit der Luft bedingt, nicht etwa, wie Metallkörnchen, die Elektrizität der geladenen Körper aufnehmen und ableiten, sondern dass sie schon an und für sich eine Ladung besitzen. Zu dem positiv geladenen Draht bewegen sich nun die negativ geladenen Partikelchen hin, während die positiven abgestossen werden, und der Luftstrom, der unmittelbar am Draht entlang streicht, führt deswegen negative Ladung mit sich. Diese Folgerung ist durch viele andere Experimente bestätigt worden. Wir bekommen daher von dem eigentümlichen Zustande der Luft, die den Röntgenstrahlen ausgesetzt war, folgendes Bild:

Die Luft enthält positiv und negativ elektrische Partikelchen (Ionen) und zwar solange sie ungeladen ist, beide Elektrizitäten in gleicher Menge. Der Vorgang der Leitung besteht darin, dass die negativen Ionen zu dem positiv geladenen Leiter, die positiven zu dem negativ geladenen wandern und hier ihre Elektrizität abgeben, also ihre Ionennatur verlieren. Die Ionen unterscheiden sich von den gewöhnlichen Molekülen auch dadurch, dass sie als Nebelkerne dienen können.

Thomson und Townsend haben in einer den Röntgenstrahlen ausgesetzten Luftmenge die Zahl der Ionen direkt ermittelt, indem sie zählten, wie viel Nebeltröpfchen sich bei plötzlicher Abkühlung in ihr bildeten, wenn aller Staub sorgfältig entfernt war. Andererseits massen sie die elektrische Ladung, welche die positiven und die negativen Ionen im ganzen besassen, indem sie beobachteten, um wie viel sich ein Kondensator in derselben Luft entlud, bis die Luft wieder völlig isolierte. Sie erhielten dadurch die Ladung eines einzelnen Ions, und zwar fand Thomson bei seinem letzten genauesten Versuch: $22 . 10^{-20}$ Coulomb. Da die Messungen natürlich sehr schwierig sind, so ist die Uebereinstimmung mit dem exakten Wert $15,6 . 10^{-20}$ als sehr gut anzusehen. Der Unterschied könnte sogar möglicherweise darin begründet sein, dass die Ionen der leitenden Luft zum Teil mehrwertig sind.

Diese Thomsonschen Versuche scheinen mir noch deswegen besonders interessant zu sein, weil in ihnen die kleinsten Teilchen der Materie, wenigstens im Ionenzustande, direkt sichtbar gemacht werden, dadurch, dass man sie mit Hilfe einer Wasserhülle vergrössert. Sie liefern somit einen direkten Beweis für die Atomtheorie.

Ein sehr wesentlicher Unterschied besteht zwischen den leitenden Gasen und den Elektrolyten. Die letzteren sind stets chemische Verbindungen von verschiedenartigen Stoffen und die elektrische Ladung haftet an verschiedenen Atomen. Wir haben zum Beispiel gesehen, dass in der Lösung von Salzsäure, HCl, positive Wasserstoffatome und negative Chloratome vorhanden sind. In den Gasen der Luft, also Sauerstoff und Stickstoff, die man auch für sich, in chemisch reinem Zustande auf ihre Leitfähigkeit untersucht hat, haben wir dagegen sogenannte chemische Elemente, d. h. Verbindungen von gleichartigen Atomen O_2 und N_2 vor uns. Wie können wir uns hier die Ionisierung vorstellen? Etwa so, dass ein positives Atom und ein negatives Atom desselben Stoffes, z. B. $\overset{+}{O}$ und $\overset{-}{O}$, sich bildet? Nun gibt es aber sogar Gase, deren Moleküle nur ein einziges Atom besitzen; dahin ge-

hört der Dampf des Quecksilbers, welches bekanntlich flüchtig ist, ferner eine Reihe sehr merkwürdiger, erst vor wenigen Jahren entdeckter Gase: Argon, Helium, Krypton etc. Diese Gase werden durch Röntgenstrahlen in derselben Weise ionisiert, wie die Luft. Wir müssen hieraus schliessen, dass bei der Wirkung der Röntgenstrahlen unter Umständen die ungeladenen Atome selber weiter in einen positiven und einen negativen Bestandteil gespalten werden. Denn sonst wäre es ganz rätselhaft, wie selbst einatomige Gase zu Elektrolyten werden können.

In der That hat man nun auch in den Gasen der Luft gefunden, dass positive und negative Ionen ganz wesentlich verschieden sind. Man hat nämlich die Wanderungsgeschwindigkeit der Ionen untersucht und gefunden, dass die negativen Ionen schneller der Kraft des elektrischen Feldes folgen, also einen geringeren Reibungswiderstand in der Luft erleiden, als die positiven Ionen. Zeleny, der hierüber verschiedene Experimente anstellte, verfuhr z. B. so, dass er durch zwei aus Drahtgaze gebildete Platten, die einander gegenüberstanden, einen Luftstrom blies. Die eine Platte war anfangs ungeladen und wurde mit dem Elektrometer verbunden, die andere wurde auf konstantem Potential gehalten. Liess man Röntgenstrahlen auf den Raum zwischen den Platten wirken, so ging Elektrizität auf die anfänglich ungeladene Platte über und das Anwachsen des Ausschlages während einer bestimmten Zeit liess die Geschwindigkeit erkennen, mit welcher die Ionen von der geladenen Platte auf sie hinüberwanderten. Ging nun ein konstanter Luftstrom im Sinne der Ionen, so war die Jonenstromstärke um einen konstanten Betrag grösser, wie bei ruhender Luft; ging derselbe Luftstrom in entgegengesetzter Richtung, so war die Ionenstromstärke um denselben Betrag kleiner. Es addiert sich also zu der Ionengeschwindigkeit die Geschwindigkeit der ganzen Luftmasse im positiven oder im negativen Sinn und man kann durch diesen Versuch direkt ermitteln, wie gross die Geschwindigkeit der Ionen selbst ist. Sie ist gleich derjenigen Luftgeschwindigkeit, die man der Wanderung der Ionen entgegensetzen müsste, um überhaupt keinen Uebergang von Elektrizität mehr zu beobachten. Es zeigte sich bei verschiedenen Gasen und verschiedenen Spannungen, dass stets die negativen Ionen schneller gehen, als die positiven. In Luft beträgt das Verhältnis beider Geschwindigkeiten ungefähr 4 : 3.

Aus diesem Ergebnis ist nun eine sehr interessante Folgerung zu ziehen, die das Experiment in der That bestätigt. Wenn man ionisierte Luft durch ein Metallrohr bläst, so werden die Ionen natürlich wie alle elektrisierten Körper von dem Metall infolge der Influenzwirkungen

angezogen. Nun können die negativen Ionen dieser Anziehungskraft schneller folgen. Folglich muss sich das Rohr dabei negativ laden und die Luft kommt mit einem Ueberschuss an positiven Ionen heraus.

Im Anschluss an die Versuche der englischen Physiker haben Elster und Geitel in Wolfenbüttel die gewöhnliche atmosphärische Luft mit äusserst feinen Instrumenten untersucht und gefunden, dass sie stets in freilich sehr geringem Betrage leitend ist. Man kann sich das leicht erklären. Denn, wenn auch Röntgenstrahlen nur im Laboratorium, nie in der freien Natur vorkommen, so gibt es doch noch manche andere Wirkungen, die die Luft ionisieren, z. B. Flammen, elektrische Funken (Blitz), gewisse Lichtstrahlen (ultraviolettes Licht). Diese Wirkungen, über die wir übrigens auch im folgenden noch gelegentlich sprechen werden, sind in der freien Natur häufig genug vorhanden. Elster und Geitel zeigten, dass die Leitfähigkeit der Luft in der That auf der Existenz derselben Ionen in kleinen Mengen beruhe, die man durch Röntgenstrahlen in verhältnismässig kolossalen Massen erhält. Ist die Luft feucht und nebelig, so isoliert sie gut, weil dann ja die Ionen niedergeschlagen werden. Je trockener und beständiger das Wetter, um so mehr leitet die Luft. Elster und Geitel konnten die positiven und negativen Ionen der Luft voneinander trennen in ähnlicher Weise, wie es in der stark ionisierten Luft gelungen war. Endlich konnten sie auch den Unterschied zwischen positiven und negativen Ionen in gewöhnlicher Luft nachweisen, indem sie dieselbe durch ein enges Metallrohr bliesen, welches sich dabei negativ zu laden begann.

Nebenbei bemerkt sind diese Versuche von Elster und Geitel ungemein wichtig geworden für das Verständnis der altbekannten Erscheinungen der Luftelektrizität. Wir wissen nämlich schon lange, dass nicht etwa bloss bei Gewittern, sondern Tag für Tag der Aether in der Umgebung unserer Erde von elektrischen Spannungen erfüllt ist. Und zwar verlaufen die Spannungslinien stets zur Erde hin, die feste Erde ist negativ elektrisch geladen. Beobachtungen im Luftballon haben ferner gezeigt, dass die Spannung, jedenfalls zum grössten Teil, beschränkt ist auf den von der Atmosphäre erfüllten Raum; die Spannungslinien beginnen in der Atmosphäre, die atmosphärische Luft ist also positiv elektrisiert. Zum Teil wird diese Erscheinung jedenfalls durch die zuletzt erwähnte Beobachtung erklärt. Die Luft ist ein wenig ionisiert, streicht sie nun durch feuchte Baumzweige oder andere leitende Körper, so nehmen diese negative Ionen auf, die feste Erde lädt sich negativ, die Luft behält positive Ionen im Ueberschuss. Ferner

beobachtet man, dass Regentropfen häufig elektrische Ladungen mit sich führen und zwar für gewöhnlich negative. Dies stimmt mit einer Beobachtung überein, die man auch an stärker ionisierter Luft gemacht hat, und die ich bei dieser Gelegenheit nachhole, nämlich, dass sich die Nebeltropfen um die negativen Ionen leichter ausbilden als um die positiven. Wird also der Wasserdampf der Luft unterkühlt, so bilden sich Nebeltropfen zuerst um die Staubpartikelchen, das gibt ungeladene Regentropfen, dann um die negativen Ionen, das gibt negativ elektrisierte Tropfen und Wolken. Dieser Vorgang wirkt wiederum in dem Sinn, dass die negative Ladung der festen Erde und die positive der Atmosphäre verstärkt wird. Ist die Unterkühlung sehr stark, wie bei Platzregen und Gewitterschauern, dann müssen auch die positiven Ionen als Nebelkerne dienen. Jetzt bekommt man, wie die Gewittererscheinungen lehren, positiv und negativ stark geladene Wolken, die räumlich voneinander getrennt sind, weil ihre Entstehung zeitlich getrennt ist.

Wiederholen wir zum Schluss noch einmal, was die Beobachtungen an der elektrisch leitenden Luft gezeigt haben, so ist das: Wenn die Luft elektrisch leitet, so enthält sie, wie die flüssigen Elektrolyten, getrennte positiv und negativ elektrische Partikelchen (Ionen); diese sind mit demselben Elementarquantum der Elektrizität geladen, wie die Ionen der flüssigen Elektrolyten. Die Ionen in Gasen sind nicht identisch mit den chemischen Atomen, denn auch die elementaren Gase lassen sich ionisieren, und auch in ihnen sind die positiven und negativen Ionen ganz verschieden voneinander.

Aus diesem letzten Satz folgt, dass es ausser den eigentlichen Ionen (elektrisch geladenen Atomen) noch andere elektrisierte Partikelchen geben muss. Dass dies der Fall ist und welcher Art diese Teilchen sind, hat die genauere Untersuchung der elektrischen Entladungen gelehrt, die wir in dem letzten Vortrage genauer besprechen wollen.

Dritter Vortrag.

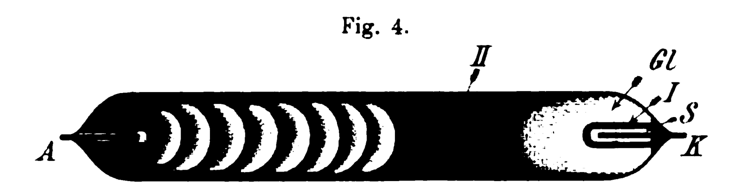
Die elektrische Entladung in Gasen. Schlussfolgerung.

Ich lasse hier zwischen den beiden Elektroden eines Induktionsapparates Funken überspringen. Jeder Funke ist auf den ersten Blick eine sehr unregelmässig gebogene Lichtlinie von etwas rötlicher Farbe.

Untersucht man das Licht des Funkens genauer, so findet man, dass seine Natur charakteristisch ist für das Gas, in welchem der Funke übergeht, in unserem augenblicklichen Beispiel also für Stickstoff und Sauerstoff, die Bestandteile der Luft. Man kann den Funken in der That praktisch verwenden, um die chemische Natur eines Gases festzustellen durch „Spektralanalyse" des Lichtes. Der Funke stellt eine linienförmige Partie im Gase dar, wo dasselbe durch sehr heftige elektrische Wirkungen gewissermassen in Glut geraten ist. Früher dachte man sich den Vorgang der elektrischen Entladung ganz einfach so, dass beim Auftreten sehr starker elektrischer Felder schliesslich die Kraft, mit der die Ionen eines Gasmoleküls zusammenhängen, überwunden wird und das Molekül gewaltsam in die Ionen zerrissen wird. Es ist so das Auftreten starker Schwingungen in der Strombahn vorherzusehen und ausserdem, dass das Gas durch den Durchgang eines Funkens elektrisch leitend gemacht wird. Diese zweite Folgerung ist durch den Versuch ebenfalls bestätigt: die Wirkung eines Funkens auf das Gas ist ganz identisch mit der Wirkung der Röntgenstrahlen. Dennoch aber erkennt man bei genauerem Hinsehen, dass die geschilderte einfache Theorie nicht richtig sein kann. Betrachten wir die Funken dieses Induktoriums etwas aufmerksamer, so finden wir, dass von einem Punkte der einen Elektrode, und zwar ist dies die positive Elektrode, die Lichtlinie ausgeht, dass sie aber nicht ebenso in einem Punkt der negativen Elektrode endigt, sondern dass sie hier schon kurz vor dem Metall aufhört, und dass das Metall an dieser Stelle von einem etwas breiteren blauen Lichtfleck bekleidet ist. Diese Erscheinung tritt regelmässig auf und man kann sie auch unter dem Mikroskop genauer studieren. Sie lässt sich aber durch die oben geschilderte einfache Theorie nicht begreifen. Lassen wir den Funken in einem verdünnten Gas übergehen, wie es sich z. B. in diesem cylindrischen Glasgefäss, einer sogenannten Geisslerschen Röhre, befindet, so sehen wir, dass sich die von einem Punkte der positiven Elektrode ausgehende Lichtsäule verbreitert, so dass man nicht mehr Lichtlinie sagen kann, dass sie schon in einer grösseren Entfernung vor der Kathode aufhört und von ihr durch einen „dunklen Raum" getrennt ist, dass der blaue Lichtfleck der Kathode sich ebenfalls verbreitert und die ganze Metalloberfläche bekleidet. Je mehr die Luft verdünnt ist, um so stärker treten die beschriebenen Erscheinungen hervor. Mit der Verdünnung wächst auch das Volumen, das vom Kathodenlicht erfüllt wird, immer mehr, es bildet sich um die Kathode ein bläulicher Lichtnebel aus, den man als das „Glimmlicht"

bezeichnet. Nehmen wir Röhren, die mit verschiedenen Gasen gefüllt sind, so sehen wir schon ohne Spektralapparat, dass für jedes Gas die Lichtsäule eine besondere charakteristische Färbung hat. Noch eine Eigentümlichkeit zeigt der Funke im verdünnten Gas, die Lichtsäule zerfällt in dickere oder dünnere schalenförmige Teile, die sogenannten „Schichten", von denen je zwei benachbarte durch einen besonderen „dunklen Raum" geschieden sind. Auch an dem negativen Glimmlicht bemerkt man, je verdünnter das Gas ist, noch mehr Einzelheiten (Fig. 4). Es zeigt sich nämlich, dass die Metalloberfläche der Kathode (K) zunächst dicht umkleidet ist von einem rötlichen Lichtnebel, dem „Lichtsaum" (S), der durch eine dunklere Schicht, den „inneren dunklen Raum" (I) begrenzt ist, erst ausserhalb dieser Schicht beginnt dann das weit ausgebreitete blaue Glimmlicht (Gl), welches allmählich in den schon erwähnten äusseren dunklen Raum (II) übergeht. Alle diese eigentümlichen Leuchterscheinungen des Gases zu erklären, ist heutzutage noch nicht gelungen,

Fig. 4.



doch wird sehr daran gearbeitet und es ist wohl zu vermuten, dass die Zeit nicht mehr ferne ist, wo wir die Zusammenhänge zwischen ihnen und den elektrischen Vorgängen überblicken werden. Indessen das eine kann man mit Sicherheit sagen, dass die Kathodenoberfläche und ihre Umgebung der Schauplatz eigenartiger Vorgänge ist, die bei der Entladung eine grosse Rolle spielen. Und zwar treten diese Vorgänge um so deutlicher hervor, je verdünnter man das Gas nimmt. Es wird dann nicht nur das Volumen des negativen Glimmlichtes immer grösser, so dass schliesslich für die Ausbildung der Lichtsäule, also des eigentlichen Funkens, überhaupt kein Platz mehr ist, sondern auch das elektrische Feld, welches zur Entladung nötig ist, konzentriert sich sozusagen ganz um die Kathode. Während nämlich in dichteren Gasen die gesamte Spannung, die man zur Entladung aufwenden muss, ungefähr proportional ist mit der Funkenlänge und kleiner wird, wenn man den Gasdruck erniedrigt, so tritt bei höheren Verdünnungen ein zweiter Summand der Spannung in den Vordergrund, der in weiten Gefässen ziemlich unabhängig ist von dem Ort und der Beschaffenheit der positiven Elektrode und offenbar nur die Vorgänge in der unmittelbaren Nähe

der Kathode hervorruft. Diese „Kathodenspannung" wächst um so mehr, je höher der Verdünnungsgrad des Gases ist. Bei sehr hoher Verdünnung ist es schliesslich auch mit den stärksten verfügbaren Spannungen nicht mehr möglich, eine Entladung zu bekommen. Jede Geisslersche Röhre hat also bei einem ganz bestimmten Gasdruck ein Minimum der Entladungsspannung. Von dem grössten Interesse ist es nun, bei den höchsten Verdünnungen die Vorgänge um die Kathode, die hier den ganzen Entladungsprozess beherrschen, zu studieren. Diese werden nicht allein durch die Leuchterscheinungen des Gases bezeugt, sondern auch durch ein eigentümliches Leuchten der Glaswand in der Nähe der Kathode. Selbst in den Geisslerschen Röhren, die noch ziemlich hohen Gasdruck besitzen, und deren Gasinhalt bei der Entladung sehr hell aufleuchtet, bemerken Sie, dass die Glaswand in der Nähe der Kathode in einem apfelgrünen Licht scheint. Bei höheren Verdünnungen erstrahlt sie in einem immer helleren Lichte, und der Lichtnebel des Gases, der naturgemäss mit der Verdünnung immer schwächer wird, verschwindet schliesslich fast ganz dagegen. Obwohl in den grossen Zügen die Vorgänge bei hohen und niedrigen Gasdrucken gleich sind und die Unterschiede nur quantitativ sind, so bietet eine hochevakuierte Röhre auf den ersten Blick ein vollständig anderes Bild bei der Entladung dar. Von dem blendenden Leuchten des Funkens ist hier nur noch eine kaum wahrnehmbare Spur in dem grauen Lichtnebel des Kathodenglimmlichtes übrig, dagegen strahlt die Glaswandung des Gefässes, die mit der Entladung eigentlich gar nichts zu thun haben sollte, in einem intensiven gelbgrünen Licht. Ich zeige Ihnen hier noch einige andere hochevakuierte Röhren, in denen verschiedene andere Substanzen in die Nähe der Kathode gebracht sind. Auch diese werden durch die Kathodenvorgänge zu einem prachtvollen, verschiedenfarbigen Leuchten erregt. Bei der Intensität dieses Leuchtens hat man sogar schon daran gedacht, es als Licht zu verwenden. Sie sehen hier ein hochevakuiertes Gefäss, in welchem der Kathode gegenüber ein Körper angebracht ist, der ein so helles, weisses Licht aussendet, dass man bequem dabei lesen kann. In welcher Weise diese Wirkung von der Kathode aus auf die umgebenden Körper ausgeübt wird, hat zuerst Hittorff, später, ohne diese Versuche zu kennen, Crookes ermittelt. Ich zeige Ihnen hier einen der Versuche von Crookes. In einer hochevakuierten Röhre ist gegenüber der Kathode, die von einer kreisförmigen Metallscheibe gebildet wird, ein Metallkreuz aufgestellt. Geht durch die Röhre eine Entladung, so leuchtet besonders die der Kathode gegenüberliegende Glaswand hell auf, aber

Sie sehen, dass eine kreuzförmige Fläche, die scharf begrenzt und genau wie das Metallkreuz geformt ist, dunkel bleibt. Werfen wir das Metallkreuz um, so leuchtet dagegen die ganze Glasfläche. Wir sehen also, dass ein vor der Kathode stehender Körper die Kathodenwirkung abschirmt, er wirft geradezu einen Schatten.

Der Vorgang in der Umgebung der Kathode geht von der Kathode aus in geradlinigen Strahlen in den umgebenden Raum hinein. Körper in der Nähe der Kathoden absorbieren diese Strahlen und werfen Schatten.

Man bezeichnet den Vorgang deswegen als die Kathodenstrahlung. Natürlich hat sie mit Lichtstrahlung nichts zu thun, denn das Auge ist für sie gänzlich unempfindlich. Aber da, wo die Kathodenstrahlen auf Glas etc. auftreffen, erregen sie dieses zu einem Leuchten (Phosphoreszenz). Die Kathodenstrahlen werden von allen festen Körpern absorbiert, Glas, Glimmer, Papier werfen ebenso Schatten, wie ein Metall. Hertz machte zuerst die Entdeckung, dass äusserst dünne Metallblättchen die Strahlen hindurchlassen, auch wenn sie ganz dicht sind, so dass sie Licht vollkommen abschatten. Lenard hat darauf Röhren konstruiert, die ein von einem äusserst feinen Metallblättchen geschlossenes Fenster der Kathode gegenüber hatten. Durch dieses feine Metallblättchen konnte er aus der hochevakuierten Röhre die Strahlen in die Luft hinaustreten lassen oder in ein anderes Glasgefäss und ihre Eigenschaften genauer untersuchen. Er fand, dass alle Körper mehr oder weniger durchlässig für sie sind und zwar um so besser, je geringer ihr spezifisches Gewicht ist. Er fand ferner, dass sie auf die photographische Platte wirken und er photographierte mit ihnen durch undurchsichtige Körper hindurch. Ganz ähnliche Eigenschaften hat man später an den Röntgenstrahlen entdeckt, die beim Auftreffen von starken Kathodenstrahlen auf feste Körper zugleich mit dem Phosphoreszenzlicht erregt werden, und vielfach glaubte man daher auch anfangs, dass Kathodenstrahlen und Röntgenstrahlen sehr nah verwandte Phänomene wären. Die weitere Untersuchung hat aber diese Vermutungen endgültig widerlegt. In anderen ganz fundamentalen Eigenschaften sind die beiden Strahlungsarten so verschieden, dass von einer Aehnlichkeit keine Rede mehr sein kann. Ich habe nun eine Reihe von spezifischen Eigenschaften der Kathodenstrahlen zu besprechen, die den Röntgenstrahlen fehlen.

Schon Hittorff hat entdeckt, dass die Kathodenstrahlen bei Annäherung eines Magneten sich biegen. Ich zeige Ihnen dies an der Crookesschen Röhre; Sie sehen, wie sich beim Nähern eines Magneten der Schatten des Kreuzes verschiebt, infolge der Ablenkung

der Kathodenstrahlen. Um uns von dem Gesetz der Ablenkung ein genaueres Bild zu machen, wollen wir uns einen leicht biegsamen dünnen Draht an seinem einen Ende aufgehängt denken, während das andere in ein Gefäss mit Quecksilber eintaucht. Wir wollen durch diesen dünnen Draht einen elektrischen Strom schicken und zwar in der Richtung vom Quecksilbernapf nach dem Aufhängepunkt hin. Nähern wir diesem stromdurchflossenen Draht einen Magneten, so wird er aus der Lage, in die ihn die Schwerkraft zu bringen sucht, heraus abgelenkt. Genau dieselbe Ablenkung ist es, die ein Kathodenstrahl erfährt, wenn man anstatt Aufhängepunkt Kathode, anstatt Quecksilbernapf Glaswand setzt. Ein Kathodenstrahl gleicht also einem fadenförmigen Stromleiter, der von einem Punkt der Kathode aus negative Elektrizität zur Glaswand hin überführt. Gleicht er ihm aber auch in anderer Hinsicht, ausser im magnetischen Verhalten? Um dies zu prüfen, liess man auf einen feinen, isolierten Kathodenstrahl ein elektrisches Feld wirken. Auch hier zeigte sich eine Ablenkung: ein positiv elektrisierter Körper zog den Strahl an, ein negativer stiess ihn ab. Das sieht so aus, als ob der Strahl in der That die elektrische Ladung, die er von der Kathode zur Glaswand überführt, in sich trägt. Entscheidend wurde aber eine dritte experimentelle Erfahrung. Man liess einen Kathodenstrahl durch ein Metallfensterchen in einen vom Entladungsraum abgetrennten Raum treten und hier in einen metallischen Hohlkörper durch eine kleine Oeffnung eindringen, so dass er völlig absorbiert wurde. Es zeigte sich, dass der metallische Körper dabei eine wachsende negativ elektrische Ladung annahm. Der Kathodenstrahl überführt also in der That negative Elektrizität von der Kathode aus nach seiner Endigungsstelle hin.

Fassen wir diese drei experimentellen Ergebnisse in einen Satz kurz zusammen:

Ein Kathodenstrahl ist nichts anderes als ein Strom negativ elektrisierter Partikelchen.

Ueber die Geschwindigkeit und die Ladung dieser Partikelchen sind von einer Reihe Forscher, vor allem Kaufmann, Lenard, Wien, Wiechert, J. J. Thomson u. a. viele Messungen angestellt worden. Man verfuhr z. B. in der Weise, dass man bei dem dritten oben geschilderten Experiment nicht nur die elektrische Ladung mass, die der den Strahl absorbierende Metallkörper nach einer gewissen Zeit angenommen hatte, sondern auch seine Erwärmung. Die Wärme, die das Metall gewinnt, ist offenbar nichts anderes als die Energie, welche die rasch bewegten und plötzlich

zum Stillstand gebrachten Ionen abgeben. Es sei v ihre Geschwindigkeit im Kathodenstrahl, μ die Trägheit (Masse) eines Ions, ε seine Ladung, N die Zahl der nach einer gewissen Zeit von dem Metallkörper aufgenommenen Ionen, Q die während dieser Zeit entwickelte Wärme (im absoluten Mass gerechnet), endlich E die während derselben Zeit angesammelte elektrische Ladung, dann ist:

$$Q = N \cdot \frac{1}{2} \mu \cdot v^2,$$
$$E = N \cdot \varepsilon,$$
$$\frac{\mu}{\varepsilon} \cdot v^2 = \frac{2Q}{E}.$$

Dieselbe Grösse $\frac{\mu}{\varepsilon} \cdot v^2$ kann man aber noch auf ganz andere Weise ermitteln, man kann sie nämlich erstens direkt aus der Entladungsspannung berechnen, zweitens aus der Ablenkung, die die Kathodenstrahlen in einem bestimmten elektrischen Feld erfahren. Wendet man diese ganz verschiedenartigen Methoden auf ein und denselben Strahl an, so liefern sie bei sorgfältiger Messung alle drei genau denselben Wert für die gesuchte Grösse $\frac{\mu}{\varepsilon} \cdot v^2$. Man kann nun andererseits nach einer etwas umständlichen Methode die Geschwindigkeit v der Partikelchen direkt messen. Ausserdem kann man aber auch mit grosser Genauigkeit die Grösse $\frac{\mu}{\varepsilon} \cdot v$ bestimmen, indem man nämlich die Ablenkung des Strahles in einem Magnetfeld misst. Auf diese Weise kann man die Werte v und $\frac{\varepsilon}{\mu}$ getrennt berechnen.

Die Messungen haben nun folgendes merkwürdige Resultat geliefert:

In allen Kathodenstrahlen ist der Wert der Ionenladung pro Gramm $\left(\frac{\varepsilon}{\mu}\right)$ derselbe, was auch der Gasinhalt der hochevakuierten Röhre ist und aus welchem Metall auch die Kathode bestehen mag, nämlich $1{,}87 \cdot 10^8 \frac{\text{Coulomb}}{\text{Gramm}}$.

Die Geschwindigkeiten, mit denen die Kathode diese negativen Ionen fortschleudert, sind enorm gross, sie sind der Quadratwurzel der Entladungsspannung proportional, und zwar beträgt die Geschwindigkeit bei 10000 Volt z. B. $0{,}61 \cdot 10^{10}$ cm/Sek. = 61000 km/Sek. Es ist das etwa $^1/_5$ der Geschwindigkeit des Lichtes.

Offenbar haben wir in den Kathodenstrahlpartikelchen negative Gasionen vor uns. Sind wohl die negativen Ionen, die in dem durch Röntgenstrahlen oder andere Wirkungen leitend gemachten Gase auftreten, mit ihnen identisch? Das ist a priori nicht zu entscheiden, denn, wie wir von den flüssigen Elektrolyten wissen, können Ionen auch von Komplexen von Atomen (Radikalen) gebildet werden. Es könnten also auch Gasionen auf mannigfache Weise aus Bruchstücken von Molekülen aufgebaut sein. Indessen ist es doch sehr wahrscheinlich, dass auch die gewöhnlichen negativen Gasionen mit den Kathodenstrahlpartikelchen identisch sind. Wir haben nun ferner gesehen, dass Thomson für die Ladung dieser Ionen den Wert des Elementarquantums konstatieren konnte. Wir können daher rückwärts aus dem Werte $\frac{\varepsilon}{\mu}$ auf die träge Masse eines solchen negativen Ions schliessen. Bedenken wir, dass die Aequivalentladung des Wasserstoffs 96540 $\frac{\text{Coulomb}}{\text{Gramm}}$ beträgt, so ergibt sich aus der gefundenen Zahl $\frac{\varepsilon}{\mu} = 1{,}87 . 10^8$, dass die Masse eines Kathodenstrahlpartikelchens der 1900. Teil derjenigen eines Wasserstoffatoms ist. Das Atomgewicht eines negativen Gasions ist also sozusagen $^1/_{1900} = 0{,}000526$. Das negative Gasion ist sicher kein chemisches Atom, vielleicht ein Bruchstück eines solchen. Um auszudrücken, dass es kein Ion im gewöhnlichen Sinn des Wortes ist. und dass es nur als Träger einer negativen Ladung, aber niemals unelektrisch, als chemisches Atom, vorkommt, nennt man es das „negative Elektron". Neuere Versuche haben gezeigt, dass die kleine Trägheit, die das negative Elektron zeigt, nicht einmal wirklich der Bewegung eines materiellen Partikelchens angehört, sondern dass sie lediglich durch die Reaktionskräfte der elektromagnetischen Vorgänge zu erklären ist, welche bei der Bewegung seiner elektrischen Ladung in Aether auftreten. Die Trägheit des Elektrons ist eine elektromagnetische, wie die als Selbstinduktion bezeichnete Trägheit eines elektrischen Stromes. Danach ist also das Elektron gewissermassen überhaupt kein materielles Partikelchen, sondern nur eine elektrische Ladung: das Elementarquantum der negativen Elektrizität.

Gibt es auch positive Elektronen in demselben Sinne des Wortes? Dagegen spricht zuerst, dass wir eine der Kathodenstrahlung entsprechende Erscheinung an der Anode eines hochevakuierten Rohres niemals beobachten. Die Anode spielt immer nur eine untergeordnete

Rolle bei der Entladung. Aber glücklicherweise tritt an der Kathode noch eine zweite Art Strahlung auf, die von Goldstein entdeckt worden ist. Diese Strahlung kann ich Ihnen an einer Geisslerschen Röhre zeigen, welche durch eine scheibenförmige Kathode in zwei Räume geteilt ist. In einem seitlich angesetzten Rohr, welches nur mit dem einen Raum kommuniziert, befindet sich die Anode. Wenn die Kathode den Raum völlig absperrte, so würde der ganze Entladungsvorgang sich in ihm abspielen, gerade so als ob die andere Abteilung der Röhre gar nicht vorhanden wäre. Nun ist aber die Kathode siebförmig durchlöchert, und da zeigt es sich, wie Sie sehen, dass durch diese Löcher etwas von der Entladung auch in diese Abteilung übergeht. Sie sehen sie erfüllt mit Glimmlicht und die Glaswand fluoresziert. Man könnte zuerst denken, dass die durch die Löcher übergehende Wirkung ebenfalls eine Kathodenstrahlung ist, aber es gelang Goldstein nachzuweisen, dass sie sich in verschiedener Beziehung anders verhält, als diese, und er nannte sie, um zugleich ihre Entstehungsweise zu charakterisieren, „Kanalstrahlung". Genauere Beobachtungen an den Kanalstrahlen hat in neuester Zeit W. Wien angestellt. Er fand: erstens, sie werden von allen Stoffen auch in noch so dünner Schicht, wenn diese nur zusammenhängend ist, vollständig abgeschirmt; zweitens, sie werden von Magneten abgelenkt, aber viel schwächer als die Kathodenstrahlen und im umgekehrten Sinn; drittens, sie werden mit einem positiv elektrischen Körper abgestossen, von einem negativ elektrischen angezogen; viertens, ein Körper, der Kanalstrahlen absorbiert, lädt sich mehr und mehr positiv elektrisch; fünftens, die Natur der Kanalstrahlen hängt nicht nur von der Spannung, sondern auch von der Beschaffenheit des Gasinhaltes der Röhre ab. Aus diesen Beobachtungen muss man schliessen, dass die Kanalstrahlen eine Strömung positiver Ionen sind und dass diese positiven Ionen nicht mehr Ladungen ohne Materie sind, sondern wirklich Teile der Gasmoleküle, also vielleicht wie in den Elektrolyten positiv geladene Atome. Wien hat neuerdings in zwei Gasen, in Wasserstoff und in Sauerstoff die elektrische und magnetische Ablenkung der Kanalstrahlen gemessen und daraus Geschwindigkeit v und Aequivalentladung $\frac{\varepsilon}{\mu}$ berechnet. Während bei konstanter Entladungsspannung v für ein und dasselbe Gas einen bestimmten Wert hat, zeigt sich merkwürdigerweise $\frac{\varepsilon}{\mu}$ veränderlich, so dass bei den Ablenkungen langgezogene Streifen entstehen. Ja, ein Teil der Strahlen

wird sogar überhaupt nicht abgelenkt, woraus $\varepsilon = 0$ folgen müsste. Diese Sonderbarkeit erklärt sich aber ganz einfach, wenn man bedenkt, dass in dem von den Kanalstrahlen durcheilten Raum auch noch negative Elektronen frei herumfliegen. Tritt ein solches Elektron zu einem positiven Ion des Kanalstrahles, so nimmt es demselben seine Ladung, ohne dabei seine Geschwindigkeit zu beeinflussen, weil die träge Masse des positiven Ions, wie wir gleich sehen werden, unendlich viel grösser ist. Das positive Ion fliegt jetzt weiter und wird nicht mehr abgelenkt. Tritt dieser Vorgang aber gerade ein, während es das elektrische oder magnetische Feld schon zum Teil passiert hat, so behält der Strahl die auf dem ersten Teil des Weges erhaltene Ablenkung bei, aber auf dem übrigen Weg innerhalb des Feldes kommt keine Ablenkung mehr hinzu. Nur wenn das Ion erst nach dem Passieren des ganzen Feldes oder überhaupt nicht mit einem negativen Elektron zusammentrifft, bekommt es die volle zu erwartende Ablenkung. Wien mass deswegen nur den Betrag der maximalen Ablenkung und berechnete daraus bei Wasserstoff $\frac{\varepsilon}{\mu}$ zu 90000 bis 100000, bei Sauerstoff zu 4700 bis 7500. Die Aequivalentladung eines Wasserstoffions in wässrigen Elektrolyten ist 95780, die eines zweiwertigen Sauerstoffatoms 12070, die eines Sauerstoffatoms, das nur eine Valenzladung besitzt: 6035. Man kann also wohl sicher sagen, dass die Kanalstrahlen von positiv geladenen Gasatomen gebildet werden.

Die Geschwindigkeit der Kanalstrahlen ist, entsprechend ihrer grösseren Trägheit viel kleiner als die der Kathodenstrahlen. Wien fand für Wasserstoff bei 30000 Volt Entladungsspannung $1{,}5 \,.\, 10^8$ cm/Sek. Daraus würde für 10000 Volt ungefähr 10^8 cm/Sek. = 1000 km/Sek. oder $^1/_{300}$ Lichtgeschwindigkeit folgen.

Fassen wir die gewonnenen Resultate kurz zusammen:

Die Ionisierung eines Gases besteht darin, dass sich nicht nur die Moleküle in Atome zerspalten, sondern die Atome noch weiter zerlegt werden in einen positiven Hauptbestandteil (positiv geladenes Atom) und in ein negatives Elektron, welches überhaupt keine träge Masse besitzt, dem aber eine elektromagnetische Trägheit zukommt gleich $^1/_{1900}$ der Trägheit eines Wasserstoffatoms.

Der Vorgang der Entladung ist im grossen ganzen jedenfalls so zu denken, dass sich zunächst unter grossem Energieaufwand Kathodenstrahlen und Kanalstrahlen bilden. Nun hat Lenard experimentell gezeigt, dass Gas, welches Kathodenstrahlen absorbiert,

leitend wird. Der Elektrizitätsstrom kann daher, nachdem sich die Kathodenstrahlen entwickelt haben, im übrigen wie in einem Elektrolyten vor sich gehen. Diese beiden Erscheinungen: Kathoden- (und Kanal-)Strahlung und elektrolytische Leitung bilden wahrscheinlich zusammen den Entladungsvorgang, aber sie scheinen dabei in sehr komplizierter Weise miteinander verkettet zu sein, so dass eine genaue Erklärung ziemlich schwierig sein wird.

Die elektrischen Vorgänge in Elektrolyten und in Gasen sind damit auf Bewegungen von Ionen (im weitesten Sinn des Wortes) zurückgeführt. Wie ist es nun bei den Metallen? Besitzen auch diese eigene Ionen? Die Entdeckung der Elektronen macht es höchst wahrscheinlich. Jedes chemische Atom scheint ein negatives Elektron, wie wir es in den Kathodenstrahlen kennen gelernt haben, abspalten und sich so in ein positives Ion verwandeln zu können. Es gibt mehrere Thatsachen, die dies auch für die festen Metalle beweisen. Die eine davon ist die sogenannte lichtelektrische Entladung, die ich Ihnen zeigen will.

Ich projiziere wiederum das schon öfters gebrauchte Elektroskop auf den Schirm, der Metallknopf, der mit den Blättchen leitend verbunden ist, trägt, wie Sie sehen, eine vertikal stehende kreisrunde Zinkblechscheibe. Ich lade nun mit einem geriebenen Ebonitstab diese Scheibe negativ. Beim nähern des Ebonitstabes sehen Sie, wie die Blättchen weiter auseinander gehen, ein Beweis, dass sie wirklich negativ geladen sind. Nun stellen wir vor der Blechscheibe eine elektrische Bogenlampe auf, deren Licht direkt auf die Scheibe fallen wird, ohne erst durch Gläser und Linsen gegangen zu sein. Ehe wir die Lampe brennen lassen, bitte ich Sie, sich davon zu überzeugen, dass das Elektroskop gut isoliert und dass infolgedessen die Blättchen unbeweglich in ihrer Stellung verharren. Ich entzünde jetzt den Lichtbogen und Sie sehen sogleich, wie die Blättchen des Elektroskops mehr und mehr zusammengehen, die elektrische Ladung der Blechscheibe entweicht in die Luft. Wir wollen nun denselben Versuch anstellen, indem wir der Blechscheibe eine positive Ladung erteilen. Jetzt übt das Licht der Bogenlampe keinen entladenden Einfluss mehr aus, die Blättchen des Elektroskops bleiben nach wie vor unbeweglich. Wir sehen hieraus, dass das Licht nicht etwa, wie die Röntgenstrahlen die Luft elektrisch leitend gemacht hat. Denn dann könnte es keinen Unterschied machen, ob man positive oder negative Elektrizität nimmt. Man könnte sich übrigens auch direkt davon überzeugen, dass die Luft unter dem Einflusse des Lichtes nicht elektrisch leitend wird, wenn man einen Luftstrahl an der Lichtquelle vorbei

gegen einen geladenen Körper blasen würde: er würde sich als elektrisch unwirksam erweisen. Die Entladung kommt nur dann zu stande, wenn das Licht direkt auf das mit negativer Elektrizität geladene Metall auftrifft. Elster und Geitel haben ferner gezeigt, dass die entladende Wirkung des Lichtes um so grösser ist, je besser es vom Metall absorbiert wird. Es ist also kein Zweifel, dass das Licht im Metall selber negative Ionen losmacht, die das Metall nun in die Luft schleudert. Lenard hat die lichtelektrische Entladung in einem hochevakuierten Raum studiert und hat entdeckt, dass in der That von der belichteten Metallfläche eine Strahlung ausgeht, die ganz identisch ist mit der gewöhnlichen Kathodenstrahlung. Wir sehen also, dass auch die Atome eines festen Metalles negative Elektronen abspalten können, und es ist jedenfalls höchst wahrscheinlich, dass die metallische Leitung in einer Wanderung der Elektronen besteht. Da diese Elektronen keinen chemischen Stoff darstellen, sondern an allen Atomen vorhanden sind, so ist leicht verständlich, dass bei der metallischen Leitung keine „Zersetzungsprodukte“ an der Uebergangsstelle von einem Metall zu einem andern ausgeschieden werden.

Durch die Entdeckung der Elektronen sind wir nun in den Stand gesetzt, die schon aus dem Verhalten der Elektrolyte gewonnene Ansicht über die feste Verbindung zwischen Aether und Atomen weiter auszubilden. Die folgende Vorstellungsweise dürfte wohl alle bekannten Thatsachen am einfachsten zusammenfassen: Ein Atom ist stets der positive Ausgangspunkt einer ganz bestimmten unveränderlichen Spannung im Aether, die Zahl der von einem Atom ausgehenden Spannungslinien ist ein einfaches ganzzahliges Multiplum einer und derselben Grösse, nämlich des Elementarquantums. Das Ende der Spannungslinien wird gebildet durch Partikelchen, die keine materielle Masse besitzen, die Elektronen, und zwar endigt in jedem Elektron eine ganz bestimmte Zahl Spannungslinien (das Elementarquantum) in genau der gleichen Weise (alle Elektronen haben dieselbe elektromagnetische Trägheit). Je nach der Zahl der Elektronen, die sich an ein Atom anlagern, ist dieses mehrwertig oder einwertig, positives oder negatives Ion, oder auch ungeladen.

Nachdem die Unveränderlichkeit der Verbindungen zwischen den Atomen der greifbaren Materie und dem Aether konstatiert ist, ist der Wissenschaft eine Grundlage geschaffen zu weitergehenden Forschungen über die Natur der Zusammenhänge zwischen Weltäther und greifbarer Materie.

Das Leitvermögen von gepressten Pulvern.

(Kohlenstoff und Metallverbindungen.)

Von

Dr. Franz Streintz,

a. Professor an der Technischen Hochschule in Graz.

Mit 8 Abbildungen.

Leiter erster und zweiter Klasse.

Wir hören in den Vorlesungen der Experimentalphysik, dass die Leiter der Elektrizität in zwei Gruppen geschieden werden können, in die Leiter erster und in die Leiter zweiter Klasse. Bleibt der Leiter während des Durchganges eines elektrischen Stromes in allen seinen Teilen unverändert, so reiht man ihn in die erste Klasse ein. Alle Metalle und Legierungen, ferner die leitenden Modifikationen der Metalloide Kohlenstoff, Silizium, Selen, Tellur u. a. sind Leiter erster Klasse. Man sagt auch, sie leiten metallisch. Erfährt dagegen der Leiter während des Stromdurchganges chemische Veränderungen, dann stellt man ihn in die zweite Klasse und nennt ihn Elektrolyt. Geschmolzene Salze, ferner die Lösungen der Salze in Wasser und anderen Lösungsmitteln sind Elektrolyte.

Um einen beliebigen Elektrizitätsleiter zu klassifizieren, hat man ihn also vor und nach dem Durchgang des Stromes einer chemischen Analyse zu unterwerfen. Es gibt aber dafür auch ein untrügliches elektrisches Mittel. Um es zu verstehen, wollen wir uns vorher eine Vorstellung über die Leitung in einem Elektrolyt bilden. Gegeben sei eine Lösung, z. B. von Chlorwasserstoffgas in Wasser, die man Salzsäure nennt. Wir bringen sie in einen Stromkreis, in dem sich zwei Akkumulatoren und ein Instrument zur Strommessung befinden. Das geschieht in der Weise, dass wir zwei Kohlenstäbchen nebeneinander in die Säure tauchen und die Stäbchen durch Kupferdrähte ausserhalb der Säure mit den Polen der Akkumulatoren verbinden. Durch die Flüssigkeit fliesst ein elektrischer Strom, den wir am Messinstrumente an der Ablenkung seines beweglichen Teiles wahrnehmen.

Gleichzeitig steigen an den Elektroden, so werden die stromzuführenden Kohlenstäbchen genannt, Gasblasen auf. Fangen wir sie getrennt in Glasröhren auf, so können wir uns leicht überzeugen, dass das Gas oberhalb der mit dem positiven Pol verbundenen Elektrode aus Chlor, das von dem negativen Pol aufsteigende aus Wasserstoff besteht. Es wurde also die binäre Verbindung Chlorwasserstoff in ihre Elemente Chlor und Wasserstoff zerlegt. Mithin ist der Beweis erbracht, dass die Salzsäure ein Leiter zweiter Klasse oder ein Elektrolyt ist.

Wie hat man sich den Mechanismus der Stromleitung vorzustellen? Den kleinsten auf physikalischem Wege nicht mehr zerlegbaren Teil eines Körpers nennt man Molekül. Greifen wir ein Molekül des gasförmigen Chlorwasserstoffes heraus. In Wasser gelöst, wird es durch Einwirkung des elektrischen Stromes gespalten in Chlor und Wasserstoff. Der elektrische Strom gibt somit ein Mittel in die Hand, um die Trennung eines Moleküls in noch kleinere Teile, die nun auch chemisch nicht weiter zu zerlegen sind, zu verfolgen. Diese Teile nennt man Atome. Das Molekül Chlorwasserstoff besteht aus einem Atom Chlor und einem Atom Wasserstoff. Durch den Strom wird das Chlor zum positiven Pol, der Wasserstoff zum negativen Pol überführt. Chlor wird somit von der mit positiver Elektrizität geladenen Elektrode, der Anode, Wasserstoff von der mit negativer Elektrizität geladenen, der Kathode, angezogen. Da sich bekanntlich die ungleichartigen Elektrizitäten anziehen, so liegt die Annahme nahe, dass das Chloratom mit negativer Elektrizität, das Wasserstoffatom mit positiver Elektrizität geladen ist. Im gasförmigen Molekül Chlorwasserstoff binden sich die entgegengesetzten Elektrizitäten, mit denen Chlor und Wasserstoff geladen sind. Das Molekül verhält sich unelektrisch. Sobald es aber in die Lösung übergeht, dann zerfällt es in das positiv geladene Wasserstoffatom und in das negativ geladene Chloratom. Die mit Elektrizität geladenen Atome heissen Ionen. Die Elektrizitätsleitung in der Lösung kommt also nur dadurch zustande, dass die Wasserstoffionen nach der einen, die Chlorionen nach der entgegengesetzten Seite wandern; sie ist gebunden an die Bewegung der Materie. Die an den Elektroden abgeschiedenen Zersetzungsprodukte geben somit ein Mass für die durch den Leiter hindurchgegangene Elektrizitätsmenge. Durch die Abscheidung von Zersetzungsprodukten an den Elektroden sind diese elektrochemisch verändert worden. Wir können uns leicht davon überzeugen, wenn wir die Verbindung mit den Akkumulatoren lösen und die Elektroden nur mit dem Messinstrumente verbinden. Es fliesst ein Strom hindurch, der die ent-

gegengesetzte Richtung hat wie der vorhergehende, ziemlich rasch abnimmt und bald gänzlich verschwindet. Die Erscheinung wird galvanische Polarisation genannt und dient zur Charakterisierung des Leiters.

Ueber die Mechanik der Stromleitung in den Leitern erster Klasse gibt es nur Vermutungen, die aus den Erscheinungen der elektrischen Entladung und Leitung in Gasen gebildet wurden. Man nimmt an, dass die Leiter mit zahlreichen ausserordentlich kleinen Trägern beider Elektrizitätsarten erfüllt sind, die man Elektronen nennt. Die positiven Elektronen sind an die Materie gebunden und nehmen teil an den Verrückungen der Moleküle um Gleichgewichtslagen, wie sie durch die jeweilige absolute Temperatur bedingt werden. Die negativen Elektronen dagegen sind in Wanderung begriffen und bringen dadurch die Leitung zustande. Je grösser die Anzahl der durch den Querschnitt wandernden Elektronen ist, ein um so besseres Leitvermögen wird der betreffende Leiter besitzen. Das Leitvermögen der meisten Leiter erster Klasse, insbesondere jenes der Metalle, übertrifft das der Elektrolyte um ein Vieltausendfaches. So besitzt ein Würfel aus Silber von der Seite eines Centimeters den Widerstand von $1{,}6 \cdot 10^{-6}$ Ohm, also rund den 600000. Teil eines Ohm, während der Widerstand eines gleichgrossen Würfels aus bestleitender Säurelösung bei einer Temperatur von 40^0 ungefähr ein Ohm beträgt. Es müssen somit die Elektronen in den Metallen in verhältnismässig viel grösserer Anzahl vorhanden sein als die Ionen in den Lösungen.

Verhalten zur Temperatur.

Einen wesentlichen Einfluss übt die Temperatur auf das Leitvermögen aus. Mit steigender Temperatur nimmt das Leitvermögen aller reinen festen Metalle in nicht zu grossen Abständen von der Zimmertemperatur angenähert um denselben Betrag ab, etwa um 0,4 v. H. pro Grad. Jedoch nur angenähert; denn die gut untereinander übereinstimmenden Ergebnisse von Dewar und Fleming und von Jäger und Diesselhorst machen es wahrscheinlich, dass jedem Metalle ein charakteristischer Temperaturkoeffizient des Widerstandes zukommt. Ordnet man nämlich die Metalle ansteigend nach dem Atomgewicht, so findet man, dass die Widerstandskoeffizienten der Temperatur gleichfalls ansteigen.

In der nachstehenden Tabelle sind die Koeffizienten jener Metalle angegeben, deren Atomgewichte zwischen 100 und 120 gelegen sind:

Name des Metalles	Atomgewicht des Metalles	Schmelzpunkt (absolut gemessen)	Temperaturkoeffizient	
			nach Dewar-Fleming	nach Jäger-Diesselhorst
Pd	106,0	1973°	$354 \cdot 10^{-5}$	$368 \cdot 10^{-5}$
Ag	107,9	1241°	$400 \cdot 10^{-5}$	$400 \cdot 10^{-5}$
Cd	112,0	591°	$419 \cdot 10^{-5}$	$424 \cdot 10^{-5}$
Sn	118,5	503°	$440 \cdot 10^{-5}$	$465 \cdot 10^{-5}$

In gleicher Weise befolgen die Metalle, deren Atomgewichte die grössten Werte besitzen, die Regel, wie aus folgender Zusammenstellung hervorgeht:

Name des Metalles	Atomgewicht des Metalles	Schmelzpunkt (absolut gemessen)	Temperaturkoeffizient	
			nach Dewar-Fleming	nach Jäger-Diesselhorst
Pt	195,0	2050°	$367 \cdot 10^{-5}$	$384 \cdot 10^{-5}$
Au	197,2	1345°	$377 \cdot 10^{-5}$	$368 \cdot 10^{-5}$
Hg (fest) . . .	200,3	—	$389 \cdot 10^{-5}$	—
Tl	204,1	—	$398 \cdot 10^{-5}$	—
Pb	206,9	597°	$411 \cdot 10^{-5}$	$428 \cdot 10^{-5}$
Bi	208,0	542°	—	$454 \cdot 10^{-5}$

In der zweiten Reihe der Tabellen sind die Schmelzpunkte der Metalle in absoluter Temperatur eingetragen; man sieht sofort, dass die Temperaturkoeffizienten wachsen, wenn die Schmelzpunkte abnehmen. Nur Quecksilber und Thallium bilden eine Ausnahme.

Vor kurzem wurden von Dewar Versuche über das Leitvermögen bei sehr niedriger Temperatur bis zum Siedepunkte des Wasserstoffes herab, d. i. 20° absolut oder —253° C., angestellt. Ein Kupferdraht besass bei dieser niedrigen Temperatur das 150fache des Leitvermögens, das bei Zimmertemperatur gemessen worden war. Silber zeigte eine viel geringere Veränderung, so dass sein Leitvermögen in der grossen Kälte von Kupfer bedeutend übertroffen wird. Bei normaler Temperatur ist dagegen Silber der bessere Leiter. Der elektrische Widerstand von Platin hingegen nahm bei Temperaturen um —250° durch die Kälte nicht mehr in demselben Masse ab wie bei Temperaturen um —200°. Beim absoluten Nullpunkt hört jede Bewegung, somit auch die der Elektronen, auf. Es müsste somit im Intervall von 20° bis 0° absolut das Leitvermögen der Metalle in

hervorragender Weise abnehmen, da sie sich bei 0° absolut wie vollkommene Nichtleiter, also z. B. wie Glas verhalten müssen. Diese Bemerkung ist jüngst von Lord Kelvin gemacht worden; vielleicht gelingt es dem unermüdlichen Dewar, auch das „permanenteste" der Gase, Helium, zu verflüssigen, das in grosser Nähe des absoluten Nullpunktes seinen Siedepunkt besitzen wird. Dann könnte diese interessante Frage vielleicht entschieden werden.

Die beiden magnetischen Metalle, Eisen und Nickel, zeigen eine grössere Zunahme des Widerstandes bei Temperatursteigerung als die anderen Metalle, etwa 0,6 v. H. pro Grad. Offenbar spielt hier die sogenannte magnetische Suszeptibilität eine Rolle. Die Legierungen zeigen durchwegs eine geringere Abhängigkeit von der Temperatur in Bezug auf ihr Leitvermögen, als die reinen Metalle. Die geringste Beimischung eines fremden Metalles kann bereits einen grossen Einfluss ausüben. So beträgt die prozentuelle Zunahme des Widerstandes pro Grad nach den Messungen von Jäger und Diesselhorst für reines Gold 0,37, während sie für eine Goldsorte, die in 100 Teilen nur 0,1 Teil Kupfer und 0,1 Teil Eisen enthielt, auf 0,20 herabsank. In der Elektrotechnik werden besonders Legierungen geschätzt, die sich in einem Temperaturintervall von 200° nahezu unabhängig von der Temperatur verhalten. Es sind dies Patentnickel, Nickelin, Manganin und Constantan.

Bei den Leitern zweiter Klasse nimmt die Leitfähigkeit mit der Temperatur zu. Die Zunahme ist um so grösser, je geringer das Leitvermögen der Lösung ist. So beträgt bei dem von Kohlrausch hergestellten reinsten Wasser, das ein sehr schlechter Leiter ist, die Zunahme des Leitvermögens zwischen 18 und 19° Celsius 5,8 v. H., bei Salzlösungen, die um vielfaches besser leiten, nur 2 bis 2,5 v. H.

Es gibt Elektrolyte, die bei gewöhnlicher Temperatur Nichtleiter (Isolatoren) der Elektrizität sind. Ein bekanntes Beispiel hiefür ist Glas, das gleichfalls als Lösung angesehen werden muss. Zum Nachweise des Leitvermögens dient ein Glasrohr, über das an zwei Stellen Ringe aus Nickel geschoben sind; die Ringe stehen mit der sekundären Spule eines Induktoriums und ausserdem mit einem Telephon in Verbindung. So lange das Glas nicht erwärmt ist, schweigt das Telephon. Erhitzt man aber jenes so lange, bis es anfängt, weich zu werden, dann entsteht ein Ton, der an Stärke zunimmt und davon Zeugnis ablegt, dass das Glasrohr zum Leiter geworden ist. An den Elektroden sind, lässt man Gleichstrom wirken, Zersetzungen nachweisbar, das Glas ist ein Leiter zweiter Klasse, ein Elektrolyt.

Aehnlich verhält sich der Glühstift in der Nernst-Lampe; er unterscheidet sich vom Glase dadurch, dass sein Leitvermögen erst bei viel höherer Temperatur, etwa bei Rotglut, nachweisbar wird. Der Glühstift besteht aus einer Mischung von Metalloxyden, die man Erden nennt. Es ist nicht ganz einfach, den Nachweis zu erbringen, in welche Leiterklasse er einzureihen ist. Glüht man nämlich, wie das gewöhnlich geschieht, den Stift durch Anwendung von Gleichstrom an der Luft, dann werden etwaig auftretende Zersetzungen durch den Luftsauerstoff wieder rückgängig gemacht. Der Vorgang wäre nämlich folgender: Die Metalloxyde zerfallen durch den Strom in Sauerstoff, der an der Anode abgeschieden wird, und in die Metalle, die an der Kathode erscheinen. In der Luft werden aber die reduzierten Metalle sofort wieder oxydiert, während der aus den Oxyden befreite Sauerstoff von der umgebenden Luft aufgenommen wird. Der Stift bleibt also während des Stromdurchganges unverändert, wie ein Leiter erster Klasse, da der ganze Vorgang nur in einer Wanderung des Sauerstoffes von einem Ende zum anderen besteht. Mithin entfällt auch jede Ursache zum Auftreten von Polarisation. Bose hat jüngst den Beweis erbracht, dass die Leitung im Glühstifte auf elektrolytischem Wege vor sich geht. Zu diesem Zwecke wurde der Stift in einen Ballon gebracht, aus dem mittels einer Quecksilberluftpumpe ständig die Luft herausgeschafft wurde. Nach längerem Glühen im Vakuum bei Gleichstrom sank die Spannung rapid, da die Leitfähigkeit auf das Zehnfache gewachsen war, und der Stift brannte schliesslich nur ganz dunkelrot. Wird der Strom nun unterbrochen, so bemerkte man, dass der Stift sein Ansehen völlig verändert hatte. Er, der vorher weiss war, zeigte eine dunkelgraue bis tiefschwarze Farbe mit deutlichem Metallglanze. Wird er dann wieder in Luft erhitzt, dann nimmt der Energieverbrauch wieder zu, bis er seine alte, niedrige Leitfähigkeit erhalten hat, seine Farbe ist weiss, die Leuchtkraft die alte geworden. Damit ist der Beweis erbracht, dass das Oxyd durch die Wirkung des Stromes reduziert worden und das Metall an seine Stelle getreten ist. Trotzdem geht die Leitung nicht auf rein elektrolytischem Wege vor sich. Auch die glühenden Gase, die den Stift einhüllen, beteiligen sich an der Elektrizitätsleitung. Es beweist dies eine gleichfalls von Bose angestellte Beobachtung, dass im Vakuum zwischen zwei 5 Centimeter voneinander entfernten Elektroden, deren jede noch mehrere Centimeter vom Glühkörper entfernt war, bequem messbare Ströme hindurch geleitet werden konnten.

Porzellan und Magnesia, bekanntlich zwei vorzügliche Isolatoren

der Elektrizität unter gewöhnlichen Verhältnissen, verhalten sich bei sehr hoher Temperatur gleichfalls als Leiter. Um dies nachzuweisen, wurde ein nicht zu enges Porzellanrohr von mehreren Centimetern Länge mit gut gereinigtem heissen Russ dicht gestopft; in die Enden der Röhre sind starke Eisendrähte so hineingesteckt, dass sie in guter Verbindung mit der Russschicht stehen. Wir legen die beiden Drähte an eine Spannung von 300 Volt. Der Russ leitet bei niedriger Temperatur ziemlich schlecht; er erhitzt sich bedeutend, so dass er schliesslich in Glut geraten wird. Durch die Berührung mit dem Porzellan wird dieses im Innern selbst glühend; es erhält genügende Leitfähigkeit, um den Strom bei blendend weissem Lichte zu unterhalten.

Nach dieser Darlegung könnte man also versucht sein, anzunehmen, dass man die Leiter nur auf ihr Verhalten zur Temperatur zu prüfen hätte, um sofort zu wissen, in welche Klasse sie gehören. Nun hat aber Arrhenius elektrolytische Lösungen gefunden, deren Leitvermögen mit der Temperatur abnimmt; es sind dies unterphosphorige Säure über 54 ° C. und Phosphorsäure über 74 °. Ausserdem verhalten sich die Metalloide Kohlenstoff und Silizium in der sogenannten graphitischen Modifikation anders wie die Metalle. Ihr Leitvermögen nimmt mit Temperatursteigerung zu. Der Kohlenfaden einer Glühlampe besitzt, wovon wir uns sofort überzeugen können, im glühenden Zustande einen geringeren Widerstand wie im kalten.

Das Verhalten des Leiters zur Temperatur lässt uns also im Stiche, wollen wir die Frage nach seiner Klassenstellung entscheiden. Bleibt somit als einziges Kennzeichen, ob durch den Stromdurchgang Zersetzung eingetreten ist oder nicht, und ob die Begleiterscheinung, die als galvanische Polarisation bezeichnet wird, vorhanden ist oder fehlt. Aber auch bei Anwendung dieses untrüglichen Mittels ist Vorsicht geboten. Der Stift in der Nernst-Lampe ist ein gut verkleideter Elektrolyt. Andererseits gibt es Leiter erster Klasse, bei denen durch den Strom Zersetzungen auftreten, jedoch nicht elektrolytischer Natur. Presst man einen Würfel aus festem Bleisuperoxyd zwischen Bleiplatten und verbindet sie mit den beiden Drähten einer Lichtleitung von 110 Volt Spannung, so geht kein Strom hindurch. Schoop hat diesen Versuch angestellt und daraus geschlossen, dass Bleisuperoxyd ein Nichtleiter sei. Nach einer Beobachtung von Dolezalek tritt aber an der Berührungsfläche des Superoxydes mit der Bleiplatte, die mit dem positiven Pol verbunden war, ein grosser Uebergangswiderstand auf, der sein Entstehen der Bildung von Bleioxyd durch Abgabe von Sauerstoff von seite des Superoxydes verdankt. Es liegt also eine

chemische Zersetzung vor. Trotzdem ist das Bleisuperoxyd ein vorzüglicher und zwar metallischer Leiter der Elektrizität; man kann sich davon überzeugen, wenn man die Bleiplatten durch Platinbleche ersetzt. Das kann nicht anders sein, sonst gäbe es ja keinen Bleiakkumulator.

Wir haben nun zwei Metalloxyde kennen gelernt; das eine ist Elektrolyt, das erst bei sehr hoher Temperatur zu leiten beginnt, das andere Leiter erster Klasse, das auch bei sehr niedriger Temperatur, z. B. in flüssiger Luft, vorzüglich leitet. Da ist es nun sehr wahrscheinlich, dass es unter den zahlreichen Metallverbindungen Vertreter gibt, die sowohl metallisch als elektrolytisch leiten. Es wäre gewiss sehr interessant, solche gemischtklassige Leiter zu entdecken. Man könnte von ihnen vielleicht etwas über die Natur der metallischen Leitung erfahren.

Methode zur Untersuchung des Leitvermögens von Pulvern. — Leiter der Elektrizität sind dunkelfarbig.

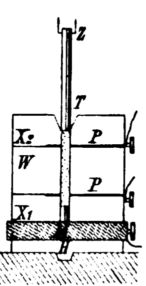
Die Metalloxyde und -sulfide, auf diese beiden grossen Gruppen von Metallverbindungen wollen wir uns beschränken, befinden sich von ihrer chemischen Darstellung her grösstenteils im Zustande feiner Pulver. Eine Reihe derartiger Verbindungen bietet uns auch die Natur in Krystallform. Legt man an einen leitenden Krystall, z. B. an Schwefelkies, FeS_2, Platinkontakte an, so sieht man, dass der Widerstand des Würfels ausserordentlich abhängig ist von dem Drucke, unter dem die metallischen Zuleitungen aufliegen. Schon durch einfaches Pressen mit den Fingern kann man diesen scheinbaren Widerstand auf die Hälfte herabmindern. Es würde mithin zur Bestimmung des Widerstandes notwendig sein, die Krystalle so fest zu pressen, dass eine Aenderung nicht mehr eintritt. Dabei zerfallen aber die Krystalle, da der Druck ungleichmässig wirkt, in Trümmer. Die Behandlung der Pulver bietet gleichfalls Schwierigkeit. Gehen nämlich Entladungen durch ein lose zusammenhängendes Pulver, dann nimmt die Leitfähigkeit zu. Man muss es schütteln, um es auf den ursprünglichen Wert zurückzubringen. Ein diese Erscheinung ausnützender Apparat heisst Kohärer und spielt in der Funkentelegraphie eine wichtige Rolle.

Bei lose zusammenhängenden Pulvern verdeckt also der physikalische Zustand der Pulver den wahren Wert des Leitvermögens. Man hat also die Bestandteile der Pulver sowohl untereinander als mit den metallischen Ableitungen so innig zu verbinden, dass keine Nebenerscheinungen auftreten. Das geschieht in der Weise, dass man sie

sehr hohen Drucken unterwirft und sich davon überzeugt, dass eine Vergrösserung des Druckes keine Aenderung im Leitvermögen zur Folge hat.

Es handelte sich also nur darum, ein Material zu finden, das die Pulver dauernd einschliesst und bei guter Isolation auch den nötigen Widerstand gegen Druck besitzt. Nach vergeblichen Versuchen, hierzu Glas, gebrannten Speckstein u. a. zu verwenden, habe ich mich überzeugt, dass Hartgummi den beiden Bedingungen genügt. Massive Kreiscylinder aus diesem Material von 2,2 cm Durchmesser und gleicher Höhe wurden durch zwei Schnitte parallel zur Grundfläche in drei Stücke zerlegt, derart, dass das Mittelstück W genau die Höhe von 1 cm, die Deckstücke X_1 und X_2 je 0,6 cm erhielten (man vgl. die Fig. 1). Auf die beiden Grundflächen des Mittelstückes wurden Platinstreifen P, P von je 0,3 cm Breite aufgekittet, die radiale Richtung hatten und mit dem einen Ende über den Rand der Fläche herausragten, mit dem anderen die Umgebung des Mittelpunktes deckten. Mit Hilfe von drei Schrauben von 2,2 cm Höhe, die parallel zur Axe des Cylinders eingesetzt waren, wurden die drei Stücke Hartgummi wieder zu einem einzigen vereint. Mittels eines Bohrers wurde nunmehr durch den Cylinder ein konaxialer, kreisförmiger Kanal von 0,16 cm Durchmesser gedreht und damit auch die beiden 1 cm voneinander entfernten Platinbleche durchlocht. Die über den Rand hervorragenden Streifen wurden rechtwinkelig umgebogen und mit kleinen Klemmschrauben verbunden. Das obere Ende des Kanals erhielt zur bequemen Füllung eine kleine trichterförmige Erweiterung T. Der Cylinder wurde auf eine kreisförmige Messingplatte M gesetzt, die in ihrer Mitte einen 0,3 cm hohen cylindrischen Dorn trug, der aus gehärtetem Stahl, an seinem oberen Ende jedoch aus Platin bestand. Die Messingplatte, die am Rande gleichfalls eine Klemmschraube trug, erhielt an der unteren Seite eine Führung, mit der sie auf einer Hartgummischeibe H aufsass; diese war auf der entgegengesetzten Seite mit einem kurzen, konischen Fortsatze versehen.

Fig. 1.

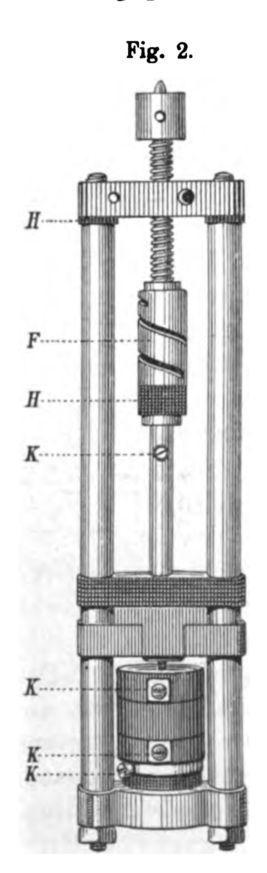


Der Pressstempel ZT bestand aus glashartem Stahl, besass den gleichen Durchmesser wie der Füllkanal und war an dem unteren Ende mit Platin überzogen.

Als Pressvorrichtung diente eine kleine Handpresse (Fig. 2), deren Bestandteile aus Stahl hergestellt waren. Sie bestand aus zwei Säulen, die oben und unten mit Querbalken verbunden waren. In die Mitte

des oberen Balkens war eine Schraubenmutter eingeschnitten, durch die eine Schraube ging. Durch den Schraubenkopf war eine Hebelstange gelegt. Am unteren Ende der Schraube befand sich eine Stahlfeder (F) eingeschaltet, die aus einem aufgefraisten massiven Stahlcylinder bestand. Sie hatte den Zweck, den Druck auszugleichen, wenn die im Hartgummicylinder befindliche Substanz in die Kältemischung getaucht wurde und sich zusammenzog. Unter der Stahlfeder, sowie unter dem oberen Querbalken der Presse befanden sich Hartgummistücke (H), die verhindern sollten, dass die Stahlfeder durch Wärmeableitung nach unten zu stark abgekühlt wurde. Unter dem mittleren Hartgummistück war noch eine vierte Klemme angebracht. Bei den Versuchen wurde dafür Sorge getragen, dass die Presse nur bis zum oberen Rande des Hartgummibehälters in die Kältemischung tauchte.

Fig. 2.



Die Füllung mit dem zu untersuchenden Pulver erfolgte in der Art, dass man zunächst eine ganz geringe Menge in den Kanal brachte; nun wurde die Schraube angezogen, dann mit dem Drucke wieder etwas nachgelassen, die Schraube wieder neuerdings angezogen und dieses Spiel so lange fortgesetzt, bis der Widerstand nicht mehr zu überwinden war. Als Begleiterscheinung trat bei einigen Pulvern (Pt, MnO_2, PbO_2 u. a.) ein knirschendes oder knarrendes Geräusch auf.

Der Hartgummicylinder wurde nunmehr aus der Presse entfernt und der Pressstempel mit Hilfe eines Schraubstockes aus dem Cylinder gezogen. Sodann wurde eine zweite geringe Menge in den Kanal gebracht und damit in derselben Weise verfahren. Endlich, nachdem das Pulver in acht bis zehn Portionen eingebracht worden war, hatte der Kanal bis auf 0,3—0,5 cm unter dem Rande die erforderliche Füllung erhalten.

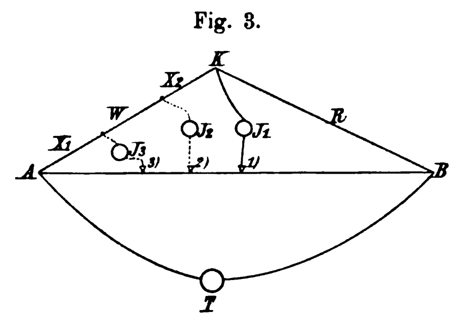
Für die Untersuchung stand reiches Material zur Verfügung. Es wurde zunächst in zwei Gruppen geschieden, in Leiter und Nichtleiter. Das geschah, indem man an je zwei Klemmen eine Spannung, die von 2 bis 100 Volt verändert werden konnte, anlegte und an einem

eingeschalteten Spiegelgalvanometer das Vorhandensein oder Fehlen von Strom prüfte. Dabei stellte es sich heraus, dass alle hellen, also weissen, gelben, roten, grauen Pulver bei normaler Temperatur nicht leiten.

Damit dürfte einer Forderung der elektromagnetischen Lichttheorie entsprochen sein. Die Zahl der Leiter wird dadurch schon erheblich beschränkt. Es finden sich aber auch unter den dunkelfarbigen — schwarzen, braunen, dunkelgrauen — Pulvern ziemlich viele, die wenigstens unter den gewöhnlichen Verhältnissen zu den Nichtleitern zu zählen sind. Dadurch wird die Zahl der Leiter weiter beschränkt.

Die Widerstände der Pulver liegen weit auseinander. Demgemäss waren die Methoden der Widerstandsbestimmung einzurichten. Wesentlich war es, die Uebergangswiderstände in der Umgebung der Pressstempel zu beseitigen. Aus diesem Grunde erfolgte die Stromzuführung zu vier voneinander unabhängigen Klemmen (K, K, K, K der Fig. 2). Nun konnten die gebräuchlichen Methoden mit dem Differentialgalvanometer oder den Brückenkombinationen nach Wheatstone und Thomson angewendet werden. Einen Aufschluss über die Grösse der Uebergangswiderstände erhielt man jedoch damit nicht. Um auch darüber ein Urteil zu gewinnen, empfahl Nernst, die Wheatstonesche Methode derart einzurichten, dass man auch die an Anode und Kathode auftretenden Widerstände finden könne. Werden diese mit X_1 und X_2 bezeichnet und bedeutet W den Widerstand zwischen den mittleren (parasitischen) Elektroden (Fig. 3), dann sind zu ihrer Ermittelung drei Messungen erforderlich, die bei den Stellungen 1, 2 und 3 des Brückenzweiges auszuführen waren. Bezeichnen c_1, c_2 und c_3 die entsprechenden Verhältniszahlen der Längen des Messdrahtes AB, so findet sich:

Fig. 3.



$$W = R \,.\, (c_2 - c_3) \frac{1 + c_1}{(1 + c_2)(1 + c_3)},$$

$$X_1 = R \,.\, c_3 \frac{1 + c_1}{1 + c_3},$$

$$X_2 = R \,.\, \frac{c_1 - c_2}{1 + c_2}.$$

Dabei lag in J Element oder Induktorium, in T Galvanometer oder Telephon. Bei der praktischen Ausführung verbindet man J, desgleichen die auf der Strecke AK gelegenen Punkte mit Quecksilbernäpfchen und stellt dann die Verbindung zwischen J und je einem der Punkte der Reihe nach durch einen Kupferbügel her.

Die Methode empfiehlt sich aber nicht nur in Fällen, wo Aufschlüsse über Uebergangswiderstände erwünscht sind, sondern sie ersetzt auch dort, wo es sich um die Ermittelung sehr kleiner Widerstände (W) handelt, die Thomsonsche Doppelbrücke, da die Widerstände der Zuleitung nicht in Betracht kommen.

Selbstverständlich hat man dafür zu sorgen, dass die erforderlichen drei Messungen rasch aufeinander folgen, damit nicht eine Veränderung im Zustande der Pulver, z. B. durch Temperatureinflüsse, stattfinde.

Um die Abhängigkeit des Leitvermögens von der Temperatur kennen zu lernen, habe ich die Pulver zuerst bei Zimmertemperatur und dann in einer Kältemischung geprüft; hierzu wurde die Presse in einen Vakuumbecher gesenkt, der feste Kohlensäure in Aether oder flüssige Luft enthielt. Mit Hilfe eines Thermoelementes Eisenkonstantan erfolgte die Bestimmung der Temperatur.

Bevor wir zur Betrachtung über das Leitvermögen der Metalloxyde und Metallsulfide übergehen, möchte ich einige Erfahrungen über das Verhalten zweier Elemente in Pulverform, Platin und Kohlenstoff mitteilen.

Da das Verhalten von Platin in festem Zustande bekannt ist, so ist eine Grundlage zur Vergleichung der Leitfähigkeiten in festem und in gepresst pulverförmigem Zustande gegeben. Hingegen förderte die Untersuchung des Kohlenstoffs manches neue, vielleicht nicht uninteressante Material zu Tage.

Das Verhalten von Platinmohr.

Das Pulver war von Heräus in Hanau bezogen worden. Der Hartgummicylinder wog:

im leeren Zustande	14,3100 g
im gefüllten Zustande	14,6198 „
die Platinmohrsäule mithin	0,3098 g

Da die Länge der Säule zu 1,33 cm gemessen war, ihr Querschnitt 0,0201 cm² betrug, so ergibt sich das Volumen zu 0,0267 cm³

und das spezifische Gewicht 11,6 [1]). Platinmohr besass mithin etwa die Dichte von Palladium und etwas mehr als die halbe Dichte des festen Platins (20,9 bis 21,7). Die Messungen wurden nach der Brückenmethode in der Anordnung von Nernst ausgeführt. Als Stromquelle diente ein Akkumulator, der zunächst an einen Widerstand von 100 Ω geschaltet war, als Messinstrument ein Spiegelgalvanometer; der Brückendraht hatte eine Länge von 100 cm und bestand aus Platin mit federndem Schleifkontakt aus demselben Materiale. Der Vergleichswiderstand R betrug 0,1 Ω. Der Stromkreis wurde durch einen Taster nur auf Augenblicke geschlossen.

Nachdem der Cylinder die Füllung erhalten hatte, wurde er einen Tag sich selbst überlassen. Am nächsten Tage fand sich:

9 h. 30 m. Vormittags, Temp. $+10^{\circ}$ C.: 0,00476 Ω
10 „ 45 „ „ „ $+10^{\circ}$ C.: 0,00470 „

Die Presse in die Kältemischung gebracht: 11 h. 25 m.

11 h. 30 m. Vormittags, Temp. -77° C.: 0,00437 Ω
11 „ 35 „ „ „ -77° C.: 0,00414 „
11 „ 40 „ „ „ -77° C.: 0,00413 „

Die Presse aus der Kältemischung entfernt: 11 h. 40 m.

0 h. 10 m. Nachmittags, Temp. $+10^{\circ}$ C.: 0,00472 Ω

Bei der Temperatur von $+10^{\circ}$ betrug der Widerstand mithin 0,00471 im Mittel, bei -77° 0,00413 Ω.

Unter Berücksichtigung, dass die Länge des gemessenen Widerstandes 1 cm, der Querschnitt 0,0201 cm^2 betrug, ergibt sich als spezifischer Widerstand (1 m auf 1 mm^2) bei einer Temperatur von t^{0} C. folgender Wert in Ohm:

$$10^4 \sigma_t = 0{,}933\,(1 + 0{,}0014\,t).$$

In den Nachmittagsstunden desselben Tages war der Widerstand etwas kleiner geworden. Er betrug um

3 h. 15 m. Nachmittags bei $+10^{\circ}$ C.: 0,00456 Ω

Die Presse in die Kältemischung gebracht: 3 h. 25 m.

3 h. 32 m. Nachmittags bei -77° C.: 0,00399 Ω
3 „ 37 „ „ „ -77° C.: 0,00399 „

Die Presse aus der Kältemischung entfernt: 3 h. 40 m.

4 h. 40 m. Nachmittags bei $+10^{\circ}$ C.: 0,00464 Ω

[1]) Die Zahl dürfte zu gross sein, da durch den Druck des Pulvers eine Volumenvergrösserung des Füllkanales eingetreten sein wird.



Es ergibt sich also bei 10° die Grösse des Widerstandes zu 0,00460 Ω, bei — 77° zu 0,00399 Ω.

Daraus folgt für den spezifischen Widerstand in Ohm die Gleichung:

$$10^4 \sigma_t = 0{,}910\ (1 + 0{,}0015\ t).$$

Nimmt man aus beiden Gleichungen den Mittelwert, so erhält man für Platinmohr von der Dichte 11,6 die Gleichung:

$$10^4 \sigma_t = 0{,}92\ (1 + 0{,}00145\ t).$$

Festes Platin besitzt einen spezifischen Widerstand von 0,14 bei 0° C. und einen Temperaturkoeffizienten, der gegen 0,004 gelegen ist.

Aus dem Versuche geht hervor, dass sich Platinmohr in derartig gepresstem Zustande von dem Drahte in Bezug auf den Temperaturkoeffizienten wenigstens qualitativ nicht mehr unterscheidet. Es ist somit die Vorbedingung zur Untersuchung von Metallverbindungen, die sich gleichfalls im Zustande feiner Pulver befinden, gegeben.

Das Verhalten von Kohlenstoff.

„Diamant ist ein Nichtleiter, ebenso reine Holzkohle, dagegen leiten die graphitischen Kohlen. Je nach ihrer Herstellung und Struktur ist die Leitfähigkeit sehr verschieden."

Mit diesen Worten leitet G. Wiedemann in seinem Handbuche das Kapitel über die Leitfähigkeit der Kohle ein. Sie beweisen, dass unsere Kenntnisse über eine wichtige Eigenschaft dieses Elementes ausserordentlich mangelhaft sind. Die Angabe über die reine Holzkohle, die als Vertreterin des Kohlenstoffs in seiner amorphen Modifikation anzusehen ist, erregt zudem Zweifel, da die Kohle zu den „schwarzen Körpern" gehört. Ich habe mir die Aufgabe gestellt, sowohl den amorphen Kohlenstoff, als den Graphit, und zwar beide Modifikationen in Präparaten von möglichster Reinheit zu untersuchen.

1. Amorpher Kohlenstoff.

Zur Herstellung von amorphem Kohlenstoff bediente ich mich einer Terpentinflamme, deren Russ in einem grossen Becherglase aufgefangen wurde. Der Russ wurde dann mit Aether übergossen und die Mischung in einer luftdicht geschlossenen Flasche stundenlang kräftig geschüttelt. Wird darauf die Flasche sich selbst überlassen, so sinkt der Russ zu Boden, während der Aether eine schöne Fluoreszenzerscheinung gewährt. Er ist im durchgelassenen Lichte weingelb, im



auffallenden moosgrün. Nun wurde der Aether wiederholt sowohl durch frischen Aether, als durch Alkohol ersetzt und die Mischungen geschüttelt und gekocht so lange, bis die den Russ bedeckende Flüssigkeit vollkommen wasserklar blieb. Dann kam die Kohle in einen Porzellantiegel, durch dessen Deckel ein Thonrohr führte, um in einem Strom von gereinigtem Wasserstoff etwa eine halbe Stunde lang geglüht zu werden.

Der schliesslich erhaltene Körper war von ideal schwarzer Farbe, ohne jede Spur von Glanz und so weich, dass er sich sehr dicht pressen liess. Er verbrannte im Sauerstoffstrom, ohne einen Rückstand zu hinterlassen.

Es wog

der leere Hartgummicylinder	14,1785 g
der gefüllte Hartgummicylinder	14,2210 „
das Gewicht des amorphen Kohlenstoffs betrug .	0,0425 g

Die Länge der Kohlensäule war zu 1,42 cm ermittelt worden, der Querschnitt betrug 0,0201 cm^2, ihr Volumen also 0,0283 cm^3. Aus diesen Grössen ergibt sich ein spezifisches Gewicht von 1,50, das jenem der festen Holzkohle gleichkommt.

Die Messungen wurden erst aufgenommen, nachdem die Kohle bereits 24 Stunden unter dem Drucke gestanden hatte. Sie erfolgten nach der beschriebenen Methode mit Wechselstrom und Telephon. Die Minima waren scharf.

Ich teile das Ergebnis der Messungen der Reihenfolge nach mit. W bedeutet den Widerstand zwischen den beiden parasitischen Elektroden, X_1 jenen zwischen dem unteren, an der Messingscheibe befestigten Stempel und der unteren parasitischen Elektrode, X_2 den Widerstand zwischen der oberen parasitischen Elektrode und dem Pressstempel. Als Vergleichswiderstand R dienten 100 Ω.

	Zeit	Temp.	Stellungen der Brückenwalze in cm	Berechnete Werte von c	Widerstände in Ohm
			233	$c_1 = 3{,}290$	$W = 197{,}7$
4. Dez. 1899	10 h. 00 m.	+ 12°	301	$c_2 = 2{,}320$	$X_1 = 100{,}6$
			761,5	$c_3 = 0{,}313$	$X_2 = 27{,}1$
			233	$c_1 = 3{,}290$	$W = 197{,}6$
	10 h. 30 m.	+ 12°	300	$c_2 = 2{,}330$	$X_1 = 102{,}5$
			761	$c_3 = 0{,}314$	$X_2 = 28{,}8$

Die Presse in die Kältemischung gebracht: 10 h. 35 m.

	Zeit	Temp.	Stellungen der Brückenwalze in cm	Berechnete Werte von c	Widerstände in Ohm
4. Dez. 1899	11 h. 05 m.	— 77°	145	$c_1 = 5{,}900$	W = 341,5
			217	$c_2 = 3{,}610$	$X_1 = 198{,}5$
			712	$c_3 = 0{,}404$	$X_2 = 49{,}6$
	11 h. 20 m.	— 77°	142,5	$c_1 = 6{,}017$	W = 346,2
			216	$c_2 = 3{,}630$	$X_1 = 200{,}8$
			713,5	$c_3 = 0{,}401$	$X_2 = 51{,}5$
Aus der Kältemischung entfernt: 11 h. 25 m.					
	0 h. 20 m.	+ 12°	210	$c_1 = 3{,}762$	W = 234,5
			275	$c_2 = 2{,}636$	$X_1 = 110{,}7$
			752	$c_3 = 0{,}303$	$X_2 = 31{,}0$
	3 h. 15 m.	+ 10°	206,5	$c_1 = 3{,}824$	W = 236,0
			271	$c_2 = 2{,}690$	$X_1 = 117{,}1$
			758	$c_3 = 0{,}319$	$X_2 = 31{,}2$
In die Kältemischung gebracht: 3 h. 20 m.					
	3 h. 40 m.	— 77°	121	$c_1 = 7{,}264$	W = 462,5
			185,5	$c_2 = 4{,}391$	$X_1 = 210{,}6$
			745,0	$c_3 = 0{,}342$	$X_2 = 53{,}3$
Aus der Kältemischung entfernt: 3 h. 43 m.					
	4 h. 20 m.	+ 10,5°	189	$c_1 = 4{,}291$	W = 272,2
			250	$c_2 = 3{,}000$	$X_1 = 124{,}3$
			765	$c_8 = 0{,}307$	$X_2 = 32{,}3$
	5 h. 00 m.	+ 12°	190,5	$c_1 = 4{,}247$	W = 270,1
			252	$c_2 = 2{,}968$	$X_1 = 122{,}3$
			766,8	$c_3 = 0{,}304$	$X_2 = 32{,}2$
Die Schraube der Presse wurde kräftig angezogen: 5 h. 01 m.					
	5 h. 05 m.	+ 12°	205,7	$c_1 = 3{,}861$	W = 258,1
			240,0	$c_2 = 3{,}167$	$X_1 = 111{,}3$
			771,0	$c_3 = 0{,}297$	$X_2 = 16{,}6$

Der Widerstand der Kohlensäule war im Laufe von 7 Stunden von 198 auf 270 Ω, also um 36 % seines Ausgangswertes gestiegen. Die Vergrösserung dürfte dadurch hervorgerufen werden, dass das Element bei der niedrigen Temperatur eine dauernde Veränderung in der Lagerung seiner Teilchen erfährt. Man beachte, dass die Aenderung des Widerstandes in jenen Perioden, in denen die Temperatur konstant blieb, nur geringfügig ist. So blieb der Widerstand der Säule in der ersten halben Stunde vollständig konstant; auch in

den drei um Mittag gelegenen Stunden und in der Zeit zwischen 4 h. 20 m. und 5 h. betrug die Aenderung kaum 1 %. Dagegen stieg der Widerstand, nachdem die Säule zum ersten Male in die Kältemischung gebracht worden war und wieder Zimmertemperatur angenommen hatte, von 197,6 auf 234,5 Ω, also um ungefähr 19 %, und als sie zum zweiten Male mit der Kältemischung in Berührung gestanden hatte, von 236 auf 272,2 Ω, also um rund 12 %.

Der spezifische Widerstand ($10^4 \sigma$) der Kohlensäule bei Beginn der Messungen ergibt sich zu ungefähr 40 000 Ω, das Leitungsvermögen von $250 . 10^{-7}$ kommt einer 6,5 %igen Schwefelsäure gleich. Die Widerstandsabnahme bei Temperaturerhöhung um 1° beträgt ungefähr 0,5 %.

Der amorphe Kohlenstoff steht also in Hinsicht auf die Grössenordnung seines Leitvermögens, ferner auf die Richtung des Temperaturkoeffizienten den elektrolytischen Leitern weit näher, als den metallischen. Freilich erscheint es einigermassen gewagt, hier von einem Temperaturkoeffizienten überhaupt zu sprechen. Wahrscheinlich ist der Widerstand keine lineare Funktion der Temperatur, so dass Koeffizienten, die mit höheren Potenzen der Temperatur verbunden sind, ins Gewicht fallen.

Da die Vermutung nahe lag, dass der Druck auf die Kohlensäule in der Kältemischung abgenommen habe und später nicht mehr auf seinen anfänglichen Wert zurückgekehrt sei, wurde zum Schlusse der besprochenen Beobachtungen die Schraube der Presse angezogen. In der That konnte sie um etwas über eine Ganghöhe nach abwärts bewegt werden, während vor Beginn der Messungen bereits das Aeusserste im Pressen des Pulvers geleistet worden war. Die Veränderung, die durch das Nachpressen erzielt wurde, ist am Schlusse der Tabelle angegeben; der Widerstand W erfuhr eine Abnahme von nur 3 %; dagegen sank der Wert von X_2 von 32,2 auf 16,2 Ω. Die Erklärung dafür ist einfach. Der Druck verbreitet sich nicht gleichmässig auf alle Schichten der Säule, sondern ist in den Schichten, die dem Pressstempel am nächsten liegen, am grössten. Es ist jedoch nicht ausgeschlossen, dass daneben auch eine Verminderung des Uebergangswiderstandes zwischen dem Platin des Stempels und der anliegenden Kohlenstoffschicht eingetreten ist. Die grössere Veränderung, die auch X_1 erfahren hat, eine Verminderung um 12 %, spricht auch für die letztere Annahme.

Am 5. und 6. Dezember 1899 wurden die Messungen fortgesetzt, da zu erwarten war, dass endlich ein stationärer Zustand eintreten werde. Eine Aenderung der Zimmertemperatur um 5° lieferte zunächst folgendes Ergebnis:

	Zeit	Temp.	Stellungen der Brückenwalze	Berechnete Werte von c	Widerstände in Ohm
5. Dez. 1899	10 h. 00 m.	+ 11°	204,5	c_1 = 3,890	W = 261,7
			242,5	c_2 = 3,124	X_1 = 108,8
			777,5	c_3 = 0,286	X_2 = 18,5
	12 h. 00 m.	+ 16°	210	c_1 = 3,762	W = 253,0
			248	c_2 = 3,032	X_1 = 105,0
			788	c_3 = 0,283	X_2 = 18,1
	3 h. 30 m.	+ 11°	204,5	c_1 = 3,890	W = 260,5
			242,7	c_2 = 3,124	X_1 = 110,0
			775,0	c_3 = 0,290	X_2 = 18,5

Die Aenderung von W betrug innerhalb dieses geringen Temperaturintervalles etwa 0,6% für eine Temperaturänderung von 1° C.

Nun wurden die Versuche in der Kältemischung fortgesetzt. Es ergaben sich:

	Zeit	Temp.	Stellungen der Brückenwalze	Berechnete Werte von c	Widerstände in Ohm
	Die Presse stand in der Kältemischung seit 4 h.				
5. Dez. 1899	4 h. 25 m.	— 77°	126,5	c_1 = 6,905	W = 463,6
			165,0	c_2 = 5,060	X_1 = 196,5
			751,2	c_3 = 0,331	X_2 = 30,4
	4 h. 45 m.	— 77°	125,7	c_1 = 6,955	W = 465,7
			166,5	c_2 = 5,006	X_1 = 197,3
			752,0	c_3 = 0,330	X_2 = 32,3
	Aus der Kältemischung entfernt: 4 h. 50 m.				
	5 h. 30 m.	+ 12°	199,5	c_1 = 4,001	W = 264,9
			236,0	c_2 = 3,241	X_1 = 117,1
			765,5	c_3 = 0,306	X_2 = 17,9
6. Dez. 1899	9 h. 50 m.	+ 10°	198,8	c_1 = 4,030	W = 268,6
			237,0	c_2 = 3,220	X_1 = 115,1
			771,0	c_3 = 0,297	X_2 = 19,2
	In die Kältemischung gebracht: 10 h. 10 m.				
	10 h. 30 m.	— 77°	121,7	c_1 = 7,235	W = 489,0
			162,5	c_2 = 5,154	X_1 = 200,5
			756,0	c_3 = 0,322	X_2 = 33,0
	Aus der Kältemischung gebracht: 10 h. 40 m.				
	11 h. 30 m.	+ 10°	195,0	c_1 = 4,128	W = 274,3
			233,0	c_2 = 3,291	X_1 = 118,9
			768,5	c_3 = 0,302	X_2 = 19,5

Die zeitlichen Aenderungen, die der Widerstand der Kohlensäule an den beiden letzten Versuchstagen erfuhr, sind, wie erwartet wurde,

gering im Vergleiche zur Aenderung am ersten Tage. Sie betragen nur noch 4 %. Es hat sich also in der That ein stationärer Zustand in der Lagerung der Kohlenstoffteilchen hergestellt, der durch vorübergehende Temperaturänderungen nicht mehr dauernd beeinflusst wird.

Die Veränderung des Widerstandes mit der Temperatur hingegen hält sich auf derselben Höhe und beträgt wieder 0,5 % für 1° C.

Das Verhalten des amorphen Kohlenstoffs bei höheren Temperaturen verdiente eine eingehende Untersuchung. Ich habe nur wenige Vorversuche anstellen können. Sie ergaben, dass der negative Temperaturkoeffizient bei höheren Temperaturen geringer wird. Möglicherweise sinkt er in stark erhitztem Zustand auf jenen des Graphits, so dass die Veränderung des Leitvermögens mit der Temperatur Aufschluss geben könnte über die Umwandlungstemperatur der amorphen Modifikation in die graphitische.

Dabei wird man aber nicht unterlassen dürfen, zu berücksichtigen, dass das Element sich unter bedeutendem Drucke befindet, der nicht mehr vernachlässigt werden darf.

Die Schwierigkeit der Untersuchung wird darin bestehen, einen noch bei hoher Temperatur verlässlichen Isolator zu finden, der sich als Behälter des Pulvers tauglich erweist.

2. Graphit.

Graphit wurde in der Form des bekannten grauen, im reflektierten Lichte metallisch glänzenden Pulvers als chemisch rein bezogen. Unter der Presse verhält er sich noch viel nachgiebiger, als der amorphe Kohlenstoff. Wird aber eine gewisse Grenze des Druckes überschritten, dann zertrümmert er den Hartgummicylinder. Das ist leider öfter vorgekommen, bis ich beobachtete, dass das Pulver, sobald der Druck eine gewisse Grösse erreicht hatte, den Pressstempel entlang aus dem Cylinder emporkroch. Ist diese Erscheinung eingetreten, dann darf nicht weiter gepresst werden.

Der leere Hartgummicylinder wog	14,2670 g
Der gefüllte Hartgummicylinder wog	14,3775 „
Das Gewicht des Graphitpulvers betrug somit . .	0,1105 g

Zur Ermittelung des Volumens wurde nach beendeten Versuchen der Kanal des Mittelstückes W entleert und dann mit Quecksilber ausgewogen. Aus dem Gewicht des Quecksilbers von 0,373 g ergibt sich das Volumen zu 0,0273 cm³ für die Längeneinheit, mithin für die Länge der Graphitsäule von 1,32 cm ein solches von 0,0360 cm³.

Das spezifische Gewicht betrug demnach 3,0. Diese Zahl ist erstaunlich gross. Im Winkelmannschen Handbuche sind für Graphit die Zahlen 2,17 bis 2,33 angegeben. Muraoka fand das spezifische Gewicht von festem sibirischem Graphit, dessen Prozentgehalt an Kohlenstoff 98 betrug, zu 1,8.

Zu den Widerstandsmessungen bediente ich mich derselben Anordnung wie bei Untersuchung von Platinmohr. Vergleichswiderstand R = 0,2 Ω. Gleich nach der Zusammenstellung fand sich für W der Wert 0,0532 Ω. Nach 3 Stunden erhielt man 0,0824 Ω. Der Druck schien nachgelassen zu haben. In der That liessen sich mehrere Umdrehungen der Schraube vornehmen, bis das Pulver wieder in die Höhe stieg. Unmittelbar nach der Druckvermehrung war W = 0,0812 Ω, die Veränderung des Widerstandes also eine geringfügige. Nun begann aber der Widerstand fort und fort zu sinken, um 45 Minuten nach erfolgter Druckvergrösserung einen Minimalwert von 0,0520 Ω zu erreichen. Aus dieser letzten Zahl ergibt sich der spezifische Widerstand des Graphitpulvers zu

14,20 Ω.

Die spezifischen Widerstände des Kohlenstoffs in den beiden leitenden Modifikationen verhalten sich mithin wie 1 : 3000.

Muraoka fand für den spezifischen Widerstand des festen Graphits den Wert 12,20.

Am nächsten Tage (9. Dezember) war der Widerstand der Graphitsäule bei 10° C. auf 0,0920 Ω gestiegen. In der Kältemischung vergrösserte er sich auf 0,0994 und nahm bei der nachfolgenden Erwärmung stetig ab, und zwar auch dann noch, als die Zimmertemperatur längst erreicht war. Eine Stunde nach Entfernung der Presse aus dem Vakuumbecher erhielt man bei 0,0498 Ω eine Ruhelage.

Es haben also sowohl Druck-, als auch Temperaturänderungen Erscheinungen im Gefolge, die man als Nachwirkungen zu bezeichnen hat.

Am 11. Dezember schwankte der Widerstand zwischen den engen Grenzen von 0,0982 und 0,0990 Ω bei Zimmertemperatur. Es erschien zweckwidrig, wieder die Schraube anzuziehen und damit den Widerstand vorübergehend herabzusetzen. Wünschenswert war vielmehr die Erreichung eines stationären Zustandes.

Am 12. Dezember fand sich gleichfalls ein Wert von 0,0990 Ω; es wurde ein neuerlicher Versuch, den Temperaturkoeffizienten zu ermitteln, angestellt. Im Vakuumbecher erhielt man 0,1081 Ω und eine halbe Stunde nach Entfernung der Presse daraus 0,0984 Ω. Dieser

Wert hielt sich längere Zeit konstant, nahm aber später weiter ab. Legt man die drei zuletzt genannten Zahlen der Berechnung vom spezifischen Widerstande und Temperaturkoeffizienten zu Grunde, so erhält man in Ohm:

$$10^4 \sigma_t = 20{,}04\ [1 - 0{,}0011\ t].$$

Einige Tage später wurde die Untersuchung des Graphits fortgesetzt. Das Ergebnis war:

	Zeit	Temp.	Stellungen des Kontaktdrahtes	Berechnete Werte von c	Widerstände in Ohm
15. Dez. 1899	11 h. 45 m.	+ 10°	474	$c_1 = 0{,}901$	$W = 0{,}1076$
			452	$c_2 = 0{,}824$	$X_1 = 0{,}066$
			168	$c_3 = 0{,}203$	$X_2 = 0{,}008$
	12 h. 14 m.	+ 10°	474	$c_1 = 0{,}901$	$W = 0{,}1076$
			452	$c_2 = 0{,}824$	$X_1 = 0{,}066$
			168	$c_3 = 0{,}203$	$X_2 = 0{,}008$
Die Presse stand seit 0 h. 15 m. in der Kältemischung.					
	0 h. 25 m.	— 77°	494	$c_1 = 0{,}977$	$W = 0{,}1200$
			472	$c_2 = 0{,}894$	$X_1 = 0{,}067$
			168	$c_3 = 0{,}203$	$X_2 = 0{,}009$
Die Presse war um 0 h. 30 m. aus der Kältemischung entfernt worden.					
	0 h. 50 m.	+ 10°	478	$c_1 = 0{,}916$	$W = 0{,}1094$
			455	$c_2 = 0{,}836$	$X_1 = 0{,}065$
			170	$c_3 = 0{,}205$	$X_2 = 0{,}009$
	1 h. 03 m.	+ 10°	477	$c_1 = 0{,}912$	$W = 0{,}1086$
			454	$c_2 = 0{,}832$	$X_1 = 0{,}065$
			170	$c_3 = 0{,}205$	$X_2 = 0{,}009$
	2 h. 45 m.	+ 10°	475	$c_1 = 0{,}905$	$W = 0{,}1076$
			452	$c_2 = 0{,}824$	$X_1 = 0{,}065$
			169	$c_3 = 0{,}204$	$X_2 = 0{,}009$

Der erwartete stationäre Zustand war also erreicht. Für $10^4 \sigma_t$ ergibt sich die Gleichung:

$$10^4 \sigma_t = 21{,}9\ (1 - 0{,}0012\ t).$$

Muraoka hat für festen Graphit innerhalb der Temperaturgrenzen von 26 und 302° C. die Gleichung

$$10^4 \sigma_t = 12{,}20\ (1 - 0{,}000\,739\ t + 0{,}000\,000\,273\ t^2)$$

ermittelt. Differenziert man $10^4 \sigma_t$ nach der Temperatur und setzt den erhaltenen Ausdruck gleich Null, dann erhält man $t = 1350°$ C. Unter

der freilich schwer zulässigen Voraussetzung, dass die Muraokasche Gleichung ausserhalb der beobachteten Grenzen Geltung habe, bezeichnet t jene Temperatur, über die hinaus das Leitungsvermögen des Graphits abnimmt. Bei meinen Beobachtungen kommt der mit dem Quadrate der Temperatur verbundene Koeffizient nicht in Betracht.

Umwandlungen des Kohlenstoffs. Verhalten zum Dulong-Petitschen Gesetze.

Vergleicht man die für Graphit gefundenen Ergebnisse mit jenen für amorphen Kohlenstoff, so sieht man, dass ersterer sowohl in Bezug auf den Widerstand, als auch auf den Temperaturkoeffizienten den metallischen Leitern weit näher steht.

In seiner bekannten Untersuchung über die Abhängigkeit der elektrischen Leitfähigkeit der Kohle von der Temperatur vergleicht Werner v. Siemens das Verhalten der Gaskohle mit dem von Selen und kommt zur Annahme, dass die Kohle bei höherer Temperatur deshalb besser leite, weil sie eine latente Wärme enthalte. Im Lichtbogen werde die latente Wärme frei, so dass der Kohlenstoff durch den elektrischen Strom in metallischer Form fortgeführt werde. Die Gaskohle sei dementsprechend eine latente Wärme enthaltende allotrope Modifikation eines hypothetischen metallischen Kohlenstoffs.

Da der amorphe Kohlenstoff unter den leitenden Modifikationen den grösseren negativen Temperaturkoeffizienten besitzt, so müsste er auch jene Modifikation sein, die über die grössere latente Wärme verfügt. Die Bestätigung für diese Behauptung ist vorhanden. Es massen nämlich Berthelot und Petit mittels der kalorimetrischen Bombe die Verbrennungswärme des Kohlenstoffs in den drei bekannten Modifikationen und fanden für amorphen Kohlenstoff 97,7 und für Graphit 94,8 Kal. Demnach würden beim Uebergange von amorphem Kohlenstoff in Graphit 2,9 Kal. entwickelt werden.

Nach dem Gesetze von Dulong und Petit ist die Atomwärme, bekanntlich das Produkt von Atomgewicht und spezifischer Wärme, der im festen Aggregatzustand befindlichen Elemente angenähert gleich gross und beträgt gegen 6,4. Am strengsten bewährt sich das Gesetz bei jenen Metallen, die grosses Atomgewicht und grosses Atomvolum besitzen. Wir haben aber gesehen (S. 98), dass den in dieser Weise ausgezeichneten Metallen auch die grössten Temperaturkoeffizienten des Widerstandes zukommen. Es ist also eine Beziehung vorhanden zwischen Atomwärme und Temperaturkoeffizient.

Richarz und Behn haben gezeigt, dass die spezifischen Wärmen derjenigen Elemente am meisten von der Temperatur beeinflusst werden, die kleines Atomgewicht oder kleines Atomvolum besitzen. Erfüllt ein Element beide Bedingungen, dann ist der Einfluss der Temperatur am grössten. Der Kohlenstoff weicht unter allen Elementen am meisten vom Dulong-Petitschen Gesetze ab, denn seine Atomwärme beträgt bei Zimmertemperatur nur 1,8. H. F. Weber hat nachgewiesen, dass gerade bei diesem Elemente die Abhängigkeit der spezifischen Wärme von der Temperatur ausserordentlich gross ist. Mit steigender Temperatur kommt der Kohlenstoff dem Dulong-Petitschen Grenzwert von 6,4 immer näher.

Die beiden leitenden Modifikationen des Kohlenstoffs besitzen einen Temperaturkoeffizienten des Widerstandes, der entgegengesetzt gerichtet ist wie jener der Metalle. Dieser Koeffizient ist beim amorphen Kohlenstoff beträchtlich, beim Graphit gering. Auf Grund der erwähnten Beziehung müsste demnach der amorphe Kohlenstoff eine grössere Abweichung vom Dulong-Petitschen Gesetze zeigen als der Graphit bei einer und derselben niedrigen Temperatur. Das wäre die eine Folgerung, die sich aus der erwähnten Beziehung ergeben müsste. Ferner müsste der negative Temperaturkoeffizient bei einer gewissen hohen Temperatur verschwinden und schliesslich einem positiven, also metallischen Temperaturkoeffizienten Platz machen. Der Kohlenstoff ist dann gewissermassen von den Schlacken der Umwandlungen gereinigt und gehorcht nunmehr dem Dulong-Petitschen Gesetze.

Vorversuche mit amorphem Kohlenstoff haben, wie erwähnt, dargethan, dass der Koeffizient in Abnahme begriffen ist; zum gleichen Ergebnisse führte die Diskussion der Muraokaschen Gleichung für festen Graphit. Es wäre nun eine dankenswerte Aufgabe, das Verhalten einer Kohlenstoffmodifikation bei sehr hohen Temperaturen messend zu verfolgen. Dazu könnte sich der Kohlenfaden in der Glühlampe eignen, wenn man die Temperaturen mit dem entsprechend abgeänderten optischen Pyrometer der Herren Holborn und Kurlbaum bestimmen würde. Herr O. Nussbaumer, Konstrukteur an der technischen Hochschule in Graz, ist gegenwärtig mit Versuchen in dieser Richtung beschäftigt. Ohne der Veröffentlichung seiner Untersuchung vorgreifen zu wollen, glaube ich mitteilen zu dürfen, dass der Widerstand des Fadens über die normale Belastung der Lampe hinaus zunächst unabhängig von der Temperatur ist, bei noch weiterer Steigerung der Stromstärke jedoch thatsächlich zunimmt. Die allotrope Modifikation „metallischer Kohlenstoff" scheint also zu bestehen.

Gewöhnlich wird angenommen, dass es nur zwei leitende Modifikationen des Kohlenstoffs gibt. Die mitgeteilten Ergebnisse legen es aber nahe, zu vermuten, dass der Kohlenstoff sich in weit zahlreicheren Modifikationen befinde, deren Stabilität durch Druck und Temperatur bestimmt wird. Uebrigens spricht man seit langem von „graphitischen Kohlen“ und bezeichnet damit Gaskohlen, die durch ihre Härte in gleichem Gegensatz stehen zur amorphen Kohle und zum Graphit.

Methode zur Untersuchung der Pulver bei höheren Temperaturen. Leiter besitzen Metallglanz.

Häufig ergab sich die Notwendigkeit, das Verhalten der Metallverbindungen bei Temperaturen kennen zu lernen, bei denen der Hartgummi nicht mehr Stand hält. Ich erwähnte bereits, dass alle Bemühungen scheiterten, andere isolierende Substanzen, die neben dem hohen Druck auch höhere Temperaturen vertragen, als Behälter zu verwenden. Es wurde daher versucht, unter Anwendung von sehr grossen Drucken cylindrische Stäbe aus den Pulvern zu erhalten. Dazu wurden Pressformen in folgender Weise hergestellt. Ein massiver Kreiscylinder aus Stahl von ungefähr 10 cm Höhe und 4 cm Stärke wurde der Länge nach in drei gleiche Sektionen zersägt, worauf jede der erhaltenen Schnittflächen der einen Sektion auf die entsprechende der benachbarten Sektion sorgfältig angeschliffen wurde. Nachdem mittels Lot die Sektionen wieder zum Cylinder vereinigt waren, wurde durch ihn mit dem Kanonenbohrer ein konaxialer Kanal gebohrt, der dann zur Aufnahme der Pulver zu dienen hatte. Der Kanal wurde auf das sorgfältigste ausgeschliffen; es erfolgte nun die Herstellung verschieden langer, dem Kanal angepasster Pressstempel, die Glashärte erhielten. Ein Stahlmantel von der gleichen Höhe wie der Cylinder und einem Durchmesser von etwa 10 cm wurde über die vom Lote befreiten Sektionen geschoben und durch mehrere Schrauben, die in geeigneten Abständen in entsprechender Gegenüberstellung angebracht waren, so fest als möglich mit ihnen verbunden.

Zur Herstellung der Stäbe wurde zunächst das untere Ende des Kanals durch einen kurzen Pressstempel abgeschlossen. Darauf erfolgte die Füllung des Kanals mit der vorher gewogenen Pulvermenge. Nun schob man von oben einen entsprechend langen Stempel in den Kanal und presste das Pulver mit einem Schraubstocke mässig zusammen. Endlich wurde der untere Stempel durch einen ebenfalls geeignet langen ersetzt, so dass die Pressstempel auf beiden Seiten

aus dem Cylinder entsprechend herausragten. Damit waren die Vorbereitungen zur Pressung gegeben. Meist trat eine hydraulische Presse in Verwendung; sie wirkte derart, dass die Stempel von beiden Seiten gleichmässig in den Cylinder eindrangen. Nach einer Schätzung beliefen sich die in Anwendung gekommenen Drucke auf 10 000 bis 13 000 Atmosphären. Unter Umständen wurde bei Temperaturen von 200 bis 300° gepresst. Ein Bindemittel kam niemals in Verwendung.

Es ergab sich als merkwürdige Regel, dass nur die Pulver von Leitern gut zusammenhängende Stifte von metallischem Glanz und metallischer Härte bildeten, während die Pulver von Nichtleitern weder Metallglanz annahmen, noch die notwendige Kohäsion besassen. So war es z. B. vergeblich, Kupferoxyd oder Nickeloxyd, beide dunkelfarbige Verbindungen, in Formen zu bringen. Aber bereits aus dem ziemlich schlecht leitenden Russ liessen sich kurze Stäbchen von lebhaftem Oberflächenglanz herstellen. Aus Nickelsulfid, dem amorphen Bleisulfid und dem Einfach-Schwefeleisen (FeS) konnten nur sehr gebrechliche Stifte von ziemlich mattem Glanz gebildet werden, oder man erhielt nur Bruchstücke von ihnen, wenn man sie aus der Form entfernte. In der That ist auch das Leitvermögen dieser Körper bei gewöhnlicher Temperatur zwar noch gut nachweisbar, aber doch schon sehr gering. Eine Ausnahme von der Regel konnte nicht gefunden werden. Es ist also die Leitfähigkeit der Pulver eine Funktion ihrer Kohärenz.

Schwierigkeiten der Untersuchung.

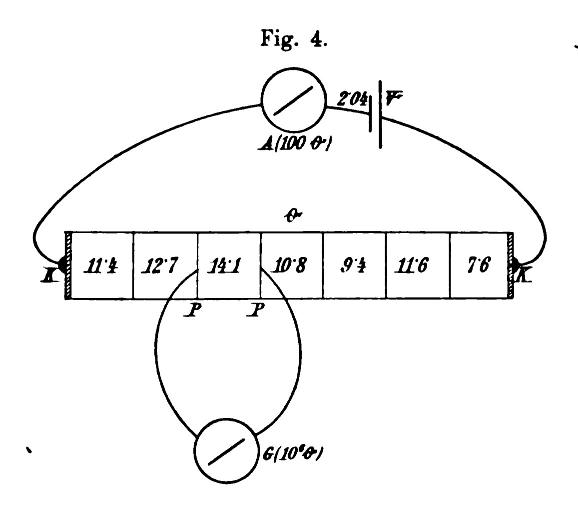
1. Inhomogenität der Stäbe.

Notwendig war es, die Pulver in möglichst fein verteilter Form zu besitzen. Diese Bedingung war grossenteils bei jenen Pulvern erfüllt, die aus chemischen Prozessen als Niederschläge gewonnen worden waren. Die Krystalle dagegen kamen zunächst auf viele Stunden in die Kugelmühle und wurden darauf noch einem sorgfältigen Schlämmverfahren unterworfen. Trotzdem pflanzte sich der auf die Pulver ausgeübte Druck nicht wie bei einer Flüssigkeit nach allen Richtungen gleichmässig fort, was man daraus entnehmen konnte, dass in der Mitte des Stiftes eine Zone von matterem Glanze entstand. Die Mühe war vergeblich, Stifte zu erzeugen, die in den verschiedenen Querschnitten gleiche Dichte besassen. Stellt man einen Stift dadurch her, dass man ihn durch eine Reihe von Pressungen kleiner Mengen gewissermassen aufbaut, so spalten sich die durch die Einzelpressungen

entstandenen Stückchen voneinander ab. Um eine Vorstellung über den Unterschied der Dichte an den verschiedenen Stellen zu erhalten, wurde ein Stift aus Bleiglanz von 2,8 cm Länge und 0,5 cm^2 Querschnitt, dessen Enden (KK, Fig. 4) auf galvanischem Wege verkupfert waren, auf zwei Platinschneiden PP aufgelegt, die 4 mm voneinander entfernt waren und von dem einen Rande des Stiftes gegen den anderen verschoben werden konnten. Aus den Messungen von Strom und Spannung wurden die Widerstände der verschiedenen Schichten bestimmt; ihre Werte sind in die Figur eingetragen; sie schwanken zwischen 7,6 und 14,1 Ω.

Bei der Eigenschaft der Pulver, sich beim Pressen gegen die Wände des Füllkanales zu spreizen und dadurch Schichten von ver-

Fig. 4.



schiedener Dichte zu bilden, erscheint es ausgeschlossen, Präzisionswerte für den spezifischen elektrischen Widerstand zu ermitteln. Man muss sich damit begnügen, das Verhalten verschiedener Substanzen untereinander zu vergleichen und deren merkwürdige Beziehungen zur Temperatur aufzudecken.

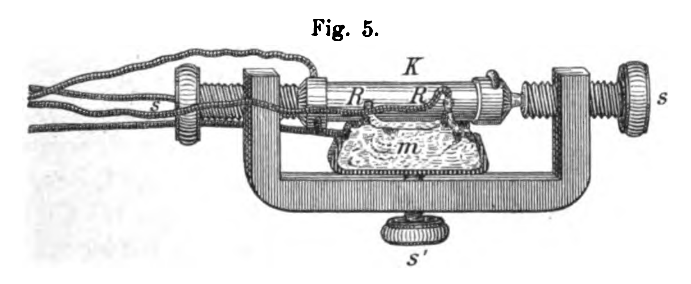
2. Umwandlungen.

Eine weitere Schwierigkeit bot die Untersuchung dadurch, dass einige als beständig anerkannte Metallverbindungen bei höheren Temperaturen Umwandlungen unterliegen, die durch Polymerie oder Polymorphie hervorgerufen werden dürften. Solche Umwandlungen kommen in einer veränderten Leitfähigkeit zum Ausdruck. Es entstehen neue

Gleichgewichtszustände, die bei der grossen Hysteresis in den Körpern auch nach deren Abkühlung lange bestehen können.

Die Verbindung der Stifte mit dem Stromkreise geschah meist in der in Fig. 5 angegebenen Art. Ein starker, ⌐¬-förmig gebogener Messingbügel nahm zwei Schrauben (s s) auf, die an ihren etwas ausgehöhlten Enden mit Porzellanmasse ausgefüllt waren. In die Masse war eine kleine Vertiefung eingedrückt, die zur Aufnahme der Spitze je eines Helmes aus Messing diente. Dieser war innen mit Platinblech gefüttert, mit einem starken Kupferdrahte in Verbindung und bedeckte ein Ende des Stiftes. Die Kontakte unter den Metallen wurden durch Silberlot hergestellt. Zwischen Stift (k) und der Mitte des Bügels befand sich ein kleiner Messingbügel, der auf einem Lager von Porzellanmasse (m) zwei 1 cm voneinander abstehende Schneiden aus starkem Platinblech trug, die gleichfalls mit Kupferdrahtstücken

Fig. 5.



verlötet waren. Eine Schraube (s') in der Mitte des grösseren Bügels gestattete die Schneiden an den Stift anzudrücken. So hatte also der Stift vier Zuleitungen erhalten, so dass die in der ersten Mitteilung beschriebene Methode ohne weiteres angewendet werden konnte.

Zuweilen wurden die Enden des Stiftes, um die Kupferdrähte herumgeschlungen waren, galvanisch verkupfert. Bei Stiften, die nur geringes Leitvermögen besassen, haftete der Ueberzug schlecht. In diesen Fällen wurde die metallische Verbindung durch ein Verfahren bewerkstelligt, das ich Herrn Hoffmann, Ingenieur im Charlottenburger Werk der Aktiengesellschaft Siemens & Halske, verdanke. Eine Kupferlitze, die aus mehreren hundert feinen Drähten bestand, wurde mit ihrem einen Ende in eine Vertiefung der Pressstempel hineingesteckt, während das andere Ende auseinandergebreitet und gleichzeitig mit dem Pulver zusammengepresst wurde. Auf diesem Wege erzielte man zwar vorzüglichen und haltbaren Kontakt, konnte aber die wirksame Länge des Stiftes nicht ermitteln. Da aber diese Verbindungsweise nur bei jenen Pulvern in Anwendung kam, deren

Verhalten zur Temperatur das wesentliche Interesse beanspruchte, so kam dieser Nachteil kaum in Betracht.

Zur Herstellung der höheren Temperaturen diente die Stromwärme, die in einer auf ein Magnesiaöfchen gewickelten Platinspirale entwickelt wurde. Der Deckel des Oefchens enthielt die entsprechenden Ausschnitte für die Zuleitungen und zur Aufnahme eines Quecksilberthermometers, das Messungen bis 560° ermöglichte.

Das Verhalten von Metalloxyden. — Die Superoxyde.

Von den Metallverbindungen wurden zuerst die Superoxyde untersucht; der Uebersichtlichkeit wegen sollen die mit ihnen gemachten Erfahrungen vorangestellt werden.

1. Bleisuperoxyd.

Bleisuperoxyd (PbO_2). 0,397 g des auf elektrolytischem Wege hergestellten Pulvers waren im Hartgummicylinder zu einer Säule von 1,49 cm Höhe und 0,0276 cm² Querschnitt zusammengepresst worden. Das spezifische Gewicht der Verbindung wurde dadurch ermittelt, dass der mittlere Hohlraum W nach beendeten Versuchen mit Quecksilber ausgewogen wurde; es ergab sich zu 8,4. Nach Messungen von Kirchknopf soll festes Superoxyd ein spezifisches Gewicht von 8,9 bis 9,2 besitzen.

Die Widerstände W, X_1 und X_2 wurden in derselben Weise wie die von Platinmohr bestimmt. Unmittelbar nach dem Pressen betrug der Widerstand W bei Zimmertemperatur 0,00810 Ω, stieg im Laufe von 14 Stunden auf 0,00834, um sich in weiteren 14 Stunden nur mehr auf 0,00836 Ω zu vergrössern. Der Widerstand eines „Drahtes" von 1 m Länge und 1 mm² Querschnitt ($10^4\ \sigma$) ergibt sich demnach zu 2,31 Ω. Das Leitvermögen von PbO_2 beträgt mithin fast die Hälfte von dem des Quecksilbers; es konnte keine andere Verbindung ermittelt werden, die die Elektrizität ebensogut leitet. Ja, auch dem Graphit, sowohl in pulverförmig gepresster, als in fester Form ist das Superoxyd vielfach überlegen.

Für die gleichmässig dichte Ausbildung der Stromlinien bei den elektrolytischen Prozessen im Akkumulator ist das hervorragende Leitvermögen dieser Bleiverbindung von grosser Bedeutung. Man wird auch darauf hinweisen müssen, will man alle Merkmale aufzählen, die dem Blei die Eignung zum Akkumulatormetall geben.

Der Temperaturkoeffizient wurde durch Eintauchen in sublimierende Kohlensäure bestimmt. Der Widerstand fiel beim ersten Ver-

suche von 2,31 auf 2,17 Ω in der Kältemischung, um dann wieder bei Zimmertemperatur auf 2,30 Ω zu steigen. Bei einem zweiten Versuche, der an einem anderen Tage angestellt wurde, erhielt man als entsprechende Zahlen 2,37, 2,23 und 2,39 Ω. Aus diesen beiden Versuchen ergibt sich für das Leitvermögen von PbO_2 und seine Abhängigkeit von der Temperatur die Gleichung

$$10^4 \sigma_t = 2,3\ [1 + 0,00065\ t].$$

Der Temperaturkoeffizient ist zwar noch merklich positiv, steht aber noch hinter jenem von gepresstem Platinmohr (0,0015) zurück.

2. Mangansuperoxyd.

Mangansuperoxyd (MnO_2) zeigt ein völlig anderes Verhalten als das eben besprochene Superoxyd. Die Leitfähigkeit steht der Grössenordnung nach auf der Stufe des gereinigten Russes, der Temperaturkoeffizient ist negativ. Einige Zahlenangaben sollen die Behauptung bestätigen.

Als Stromquelle diente Gleichstrom von 6 Volt Spannung; der Vergleichswiderstand in der Brücke betrug 500 Ω. Einen Tag nach der Zusammenstellung fanden sich folgende Widerstände bei Zimmertemperatur:

$$W = 313,2\ \Omega,\quad X_1 = 118,0\ \Omega,\quad X_2 = 136,0\ \Omega.$$

Im weiteren Verlauf traten bei Zimmertemperatur keine wesentlichen Veränderungen ein. In der Kältemischung (— 80°) ergaben die Messungen:

$$W = 456,0\ \Omega,\quad X_1 = 127,0\ \Omega,\quad X_2 = 432,6\ \Omega,$$

um wieder, auf Zimmertemperatur gebracht, die Werte

$$W = 325,2\ \Omega,\quad X_1 = 141,2\ \Omega,\quad X_2 = 128,0\ \Omega$$

anzunehmen. Auffallend ist die grosse Veränderlichkeit in den Werten von X_2, also jenes Widerstandes, der an den Pressstempel grenzt. Da möglicherweise eine chemische Umsetzung in der an den Stempel anliegenden Superoxydschicht durch die Wirkung des Stromes eingetreten sein mochte, so wurden die Pole vertauscht. Es ergab sich bei Zimmertemperatur

$$W = 324,6\ \Omega,\quad X_1 = 148,2\ \Omega,\quad X_2 = 137,2\ \Omega,$$

und bei — 80°:

$$W = 456,0\ \Omega,\quad X_1 = 128,3\ \Omega,\quad X_2 = 407.5\ \Omega.$$

Der Widerstand X_2 hat sich somit in gleicher Weise wie vorhin verändert. Es ist möglich, dass der Widerstand an den Stellen, wo das Pulver dem grössten Drucke unterworfen ist, von der Temperatur am meisten beeinflusst wird.

Die Länge der Säule betrug 1,1 cm, ihr Querschnitt 0,02 cm^2, die Masse des Pulvers 0,1832 g. Daraus ergibt sich ein spezifisches Gewicht von 6,2. Der spezifische Widerstand $10^4 . \sigma = 64\,000\ \Omega$ ist um ein Drittel grösser als der des gereinigten Russes, welcher zu 40000 Ω ermittelt wurde.

3. Bleisuperoxydmangansuperoxyd.

Bleisuperoxydmangansuperoxyd ($PbO_2 . 4MnO_2$). Diese Verbindung wurde nach Angabe von Gibbs hergestellt, indem in kochende Lösung von überschüssigem $Mn(NO_3)_2$ Staub von Bleisuperoxyd eingestreut und durch längere Zeit umgerührt wurde. Das als Niederschlag erhaltene Pulver ist dunkler als seine beiden Komponenten und enthält einige dunkelblaue Körnchen.

Die Widerstandsmessungen wurden mit Gleichstrom von 2 Volt angestellt. Als Vergleichswiderstand in der Brücke befanden sich 100 Ω. Bei Zimmertemperatur ergaben sich für

$$W = 35{,}9\ \Omega, \quad X_1 = 129{,}2\ \Omega, \quad X_2 = 8{,}0\ \Omega.$$

In der Kältemischung:

$$W = 31{,}1\ \Omega, \quad X_1 = 143{,}2\ \Omega, \quad X_2 = 8{,}7\ \Omega,$$

und abermals bei Zimmertemperatur:

$$W = 36{,}2\ \Omega, \quad X_1 = 140{,}0\ \Omega, \quad X_2 = 9{,}7\ \Omega.$$

Ganz ähnlich fielen die Ergebnisse bei Wiederholung des Versuches aus. Da der Querschnitt der Superoxydsäule gleichfalls 0,02 cm^2 betrug, so ergibt sich für den spezifischen Widerstand und seine Abhängigkeit von der Temperatur die Beziehung:

$$10^4\ \sigma_t = 7000\ [1 + 0{,}0014\ t].$$

In Bezug auf die Grösse des Widerstandes nähert sich diese Substanz mehr dem Mangansuperoxyd, in Bezug auf den Temperaturkoeffizienten verhält sie sich wie die Bleisuperoxydkomponente.

4. Silberperoxyd.

Silberperoxyd (Ag_2O_2) wurde durch Elektrolyse von Silbernitrat zwischen Silberelektroden herzustellen versucht. Da sich das

gefällte Peroxyd in Säure wieder aufzulösen scheint, so wurde die Flüssigkeit um die Anode mit Ammoniak versetzt; ferner stand die Kathode in einem Thoncylinder, der verdünnte Salpetersäure enthielt. Diese Massregel musste getroffen werden, um die Entstehung eines Silberbaumes zu vermeiden. Der erhaltene Niederschlag wurde gewaschen und bei 30 ° getrocknet. Er hatte in der Flüssigkeit schwarzes Ansehen, im trockenen Zustande war er braun mit einem Stich ins Grüne. Das Oxyd war nicht pulverförmig, sondern bestand aus voluminösen, zäh zusammenhängenden Schüppchen.

Im Hartgummicylinder gepresst, zählte der Widerstand nach hunderttausenden Ohm. Als das Oxyd wieder aus dem Cylinder herausgedreht worden war, hatte es Pulverform und war wieder schwarz geworden. Ob man es bei dem Versuche mit der Verbindung Ag_2O_2 zu thun hatte, ist recht zweifelhaft. Wird doch ihr Vorkommen überhaupt von einer Reihe von Chemikern in Frage gestellt[1]).

5. Manganheptoxyd.

Manganheptoxyd (Mn_2O_7). Diese an Sauerstoff reichste Verbindung entsteht, wenn man fein gepulvertes $KMnO_4$ mit konzentrierter Schwefelsäure zusammenreibt. Sie besteht aus Tröpfchen, die durch ihren Glanz an Quecksilber erinnern. Die übrige Flüssigkeit ist zunächst grün, wird aber beim Stehen an der Luft durch Aufnahme von Wasser bald violett. Die metallisch glänzenden Tröpfchen werden von der umgebenden Flüssigkeit nicht benetzt. Sie wurden in einem Gläschen gesammelt und in eine Kältemischung gestellt, da sie sich bei gewöhnlicher Temperatur durch Ausstossen von violettem Nebel, der nach Franke aus MnO_3 besteht, rasch verflüchtigen.

Die in die Substanz getauchten Platinelektroden überzogen sich sofort mit einer nicht leitenden braunen Kruste; waren sie jedoch auf elektrolytischem Wege mit Bleisuperoxyd überdeckt, dann konnte ein Leitvermögen etwa von der Ordnung 5- bis 10 %iger Schwefelsäure nachgewiesen werden. Es ist also grösser als jenes des Mangansuperoxydes.

Oxyde.

Was nun die Oxyde im engeren Sinne anbelangt, so muss bemerkt werden, dass die Ausbeute recht gering war. Wie bereits erwähnt wurde, kommen nur dunkelfarbige Verbindungen in Betracht,

[1]) So hält z. B. O. Sulc die bei der Elektrolyse von $AgNO_3$ bisher als das Superoxyd angesehene Verbindung für das Silbersalz der Uebersalpetersäure.

da unter ihnen allein wenigstens bei normaler Temperatur Elektrizitätsleiter zu finden sind.

Kupferoxyd (CuO), Eisenoxydoxydul (Fe_3O_4), Nickeloxyd (Ni_2O_3), Kobaltoxyd (Co_2O_3), Uranoxyd (U_3O_8), Molybdänoxyd (Mo_2O_3), endlich die niedrigeren Oxydationsstufen von Mangan (MnO und Mn_2O_3), sowie die des Bleies erwiesen sich sämtlich als Nichtleiter. Die Prüfung wurde in der Weise vorgenommen, dass die in die Hartgummibehälter gepressten Pulver in einen Stromkreis geschaltet wurden, in der sich eine Stromquelle bis 100 Volt und ein empfindliches Messinstrument befanden.

1. Kupferoxyd.

Mit dem Kupferoxyd wurde noch ein anderer Versuch angestellt. Das Pulver wurde in der Gebläseflamme (Leuchtgas und Sauerstoff) zu einer Perle geschmolzen, die von schwarzgrauer Farbe war. Diese Perle zeigte, in den Stromkreis von 70 Volt gebracht, gute Leitung. Nun wurde sie in einem Mörser zerstossen und in der Mühle zu feinem Pulver zerrieben. Das Produkt war kupferrot. Ein Stift liess sich aus dem Pulver zwar nicht herstellen, allein man konnte es teilweise in einem Bröckel vereinigen. Bei gewöhnlicher Temperatur zeigte sich nun wieder die Abwesenheit von Leitung; diese trat erst ein, als der Körper auf Rotglut gebracht war; sie wurde dann vom Strom unterhalten. Möglicherweise tritt bei hoher Temperatur die Umwandlung einer nichtleitenden Modifikation in eine leitende ein, die infolge der Hysteresis nach der Abkühlung bestehen bleibt. Durch den gewaltsamen Eingriff wird aber dem labilen oder metastabilen Gleichgewicht ein Ende bereitet. Ich hätte es vermieden, diese Hypothese aufzustellen [1], wenn nicht Versuche, die im folgenden zur Sprache kommen werden, gezeigt hätten, dass auch andere Metallverbindungen das Bestreben haben, bei höherer Temperatur aus einem Gebiete schlechterer Leitfähigkeit in ein solches besserer überzutreten.

2. Kadmiumoxyd.

Kadmiumoxyd (CdO), ein braunschwarzes Pulver, war aus dem Nitrat dargestellt worden. Die Leitfähigkeit zeichnet sich durch grosse

[1]) Es müsste nämlich erst nachgewiesen werden, dass beim Glühen keine oberflächliche Reduktion des Kupferoxydes eintritt, wodurch die Perle eine leitende Schale erhielte.



Beständigkeit aus. Der Widerstand W veränderte sich nämlich innerhalb 14 Tagen nach dem Pressen nur in den Grenzen 1,385 und 1,400 Ω, also um ungefähr 1 %. Druckvergrösserungen durch Anziehen der Pressschraube hatten keinen Einfluss.

Weder in der festen Kohlensäure, noch in flüssiger Luft zeigt sich eine Veränderung des Widerstandes. Die Gleichung für den spezifischen Widerstand ist:

$$10^4 \, . \, \sigma_t = 280 \, \Omega.$$

Ein Stäbchen aus dem Material von 2,3 cm Länge und 0,22 cm² Querschnitt hatte einen Widerstand von 1,2 Ω, der zwischen — 180° und + 200° unverändert blieb. Ueber diese letztgenannte Temperatur hinaus fiel der Widerstand rasch, so dass er bei 280° nur mehr 0,47, bei 300° 0,26, bei 400° 0,11 Ω betrug. Kühlt man nun den Stift auf Zimmertemperatur ab, so findet sich nur mehr ein Widerstand von 0,060 Ω vor. Dieser verändert sich mit der Temperatur linear nach der Gleichung $10^4 \sigma_t = 55 \, . \, [1 + 0{,}001 \, t]$, wie aus der nachstehenden Tabelle hervorgeht:

t°	w_t (beob.)	w_t (ber.)	t°	w_t (beob.)	w_t (ber.)
22	0,0600	0,0590	300	0,0745	0,0750
100	0,0628	0,0635	350	0,0773	0,0779
200	0,0703	0,0692	400	0,0815	0,0808
240	0,0721	0,0715	450	0,0848	0,0837
270	0,0733	0,0733	22	0,0575	0,0590

Da das Kadmiumoxyd den Chemikern als ein auch bei sehr hoher Temperatur beständiger Körper gilt — erst bei Gelbglut entwickelt es Dämpfe —, so dürfte wohl der Schluss gestattet sein, dass hier eine Umwandlung aus einer Modifikation, die schlechter leitet und deren Leitvermögen von der Temperatur unabhängig ist, in eine andere von etwa zwanzigmal besserer Leitfähigkeit und „metallischem" Temperaturkoeffizienten stattgefunden hat. Der Umwandlungspunkt wird wohl nicht genau zu bestimmen sein. Anzunehmen ist, dass er in der Nähe von 200° liegt.

3. Quecksilberoxydul.

Ein von allen übrigen Verbindungen abweichendes Verhalten zeigt Quecksilberoxydul (Hg_2O), gleichfalls ein schwarzes Pulver. Es scheint zum Teile beim Pressen Sauerstoff abzugeben, da am trichterförmigen Rande des Hartgummicylinders winzige Kügelchen

von Quecksilber sichtbar werden. Uebrigens soll dem Hg_2O schon von Haus aus HgO und Hg beigemengt sein.

Den Strom lieferte ein Akkumulator, der Vergleichswiderstand betrug 10 Ω, der Widerstand W wurde diesmal durch direkte Einschaltung der mittleren (parasitischen) Elektroden in den Brückenzweig ermittelt. Unmittelbar nach der Zusammenstellung ergab sich für W 9,23 Ω, ein Wert, der sich gut erhielt. In der Kältemischung (— 80°) fiel der Widerstand auf 2,25 Ω herab, also auf den vierten Teil des Wertes, der bei normaler Temperatur gefunden worden war. Dabei konnte beobachtet werden, dass die bedeutende Widerstandsänderung nicht allmählich, sondern mit einem Ruck erfolgte. Um sich über die Erscheinung ein Urteil bilden zu können, wurden in regelmässigen Zwischenräumen Messungen vorgenommen von dem Zeitpunkte (0 Min.) an, wo entweder die Presse aus dem Vakuumbecher entfernt oder in ihn versenkt worden war. Es ergab sich:

Die Presse aus der Kältemischung entfernt:

0 Min.	2,31 Ω	13 Min.	9,72 Ω
4 „	2,58 „	20 „	9,86 „
6 „	3,16 „	25 „	9,90 „
7 „	5,21 „	40 „	9,94 „
8 „	9,68 „		

Die Presse in die Kältemischung versenkt:

0 Min.	9,94 Ω	4 Min.	2,72 Ω
1 „	9,94 „	5 „	2,58 „
2 „	9,49 „	6 „	2,51 „
3 „	4,41 „	25 „	2,47 „

Die Presse aus der Kältemischung entfernt:

0 Min.	2,47 Ω	5 Min.	3,05 Ω
1 „	2,58 „	6 „	4,24 „
2 „	2,59 „	7 „	10,00 „
3 „	2,69 „	8 „	10,00 „
4 „	2,83 „	10 „	10,08 „

C. L. Weber hat gefunden, dass festes Quecksilber das vierfache Leitvermögen von flüssigem besitzt. Hält man sich an diese Thatsache, so ist es nicht schwer, die sprungweise Aenderung im Leitvermögen der „Verbindung“ zu erklären. Die Leitung wird eben nur von den Quecksilberäderchen übernommen, die die Säule der Länge nach durchsetzen. Bei der Temperatur, bei der das Metall aus dem einen Aggregatzustand in den anderen übergeht, findet der Wider-

standssprung statt. Die Temperatur, bei der der Uebergang eintritt, wird trotz des grossen Druckes, unter dem das Quecksilber steht, nicht sehr weit entfernt von seinem normalen Schmelzpunkte liegen.

Das Verhalten von Metallsulfiden.

Unter den dunkelfarbigen Pulvern sind Kobaltsulfid (CoS), und Antimonglanz (Sb_2S_3) bei gewöhnlicher Temperatur Nichtleiter der Elektrizität. Als schlechte Leiter erwiesen sich Nickelsulfid (NiS), Schwefeleisen (FeS) und das amorphe Bleisulfid (PbS). Gut leiteten unter allen Verhältnissen die beiden Schwefelkupfer (Cu_2S und CuS), Schwefelkies (FeS_2) und Molybdänglanz (MoS_2), während Quecksilbersulfid (HgS) in seiner schwarzen Modifikation, Bleiglanz (PbS) und Silbersulfid (Ag_2S), sowohl als Glanz, als auch in seinem amorphen Zustande, schon bei verhältnismässig niedriger Temperatur gutes Leitvermögen erhielten.

1. Die Kupfersulfide.

Aus den beiden Kupfersulfiden wurden Stäbchen von 0,22 cm^2 Querschnitt und 1,5 bis 2,5 cm Länge hergestellt. Das Stäbchen von der Zusammensetzung CuS zeichnet sich durch sein metallisch glänzendes Dunkelblau aus. Es leitete um ein Mehrfaches besser als ein gleiches Stäbchen aus Cu_2S, dessen Oberfläche metallisch grauen Glanz besass. Die Messungen wurden mit der in Fig. 5 dargestellten Vorrichtung ausgeführt.

Cu_2S zeigte zwischen den im Abstande von 1 cm befindlichen Platinschneiden zunächst einen Widerstand von 0,0577 Ω bei 15°. Bei der Erwärmung blieb der Widerstand vorerst unverändert bis zu einer Temperatur von 90°, um darüber hinaus langsam abzunehmen. So ergab er sich bei 105° zu 0,0570, bei 200° zu 0,0534 Ω. Kühlt man den Körper wieder auf Zimmertemperatur ab, dann erhält man einen etwas kleineren Widerstand als vor dem Erwärmen. Von nun an ist der Temperaturkoeffizient positiv geworden, wie aus folgenden Zahlen hervorgeht. Es fand sich bei

245°	0,0555 Ω
15°	0,0503 „
245°	0,0555 „

Daraus ergibt sich unter Voraussetzung linearer Veränderung mit der Temperatur für den spezifischen Widerstand

$$10^4 \sigma_t = 110 [1 + 0,0005 t].$$

Es scheint sich ein ganz ähnlicher Vorgang abzuspielen wie bei Kadmiumoxyd. Gestaltet sich schon bei dieser Verbindung die Untersuchung der Abhängigkeit des Leitvermögens von der Temperatur recht heikel, so gilt dies in erhöhtem Grade von CuS. Ein Stäbchen hatte zwischen den zwei im Abstande von 1 cm befindlichen Platinschneiden 0,0190 Ω bei 15°, 0,0143 Ω bei 250°. Wieder auf Zimmertemperatur gebracht, zeigte es nur mehr 0,0023 Ω. Aus diesem letzten Werte würde sich ein spezifischer Widerstand

$$10^4\,\sigma = 5$$

ergeben. Dem Cuprisulfid wäre demnach in Hinsicht auf die Güte seiner Leitfähigkeit unter den Metallverbindungen die zweite Stelle einzuräumen.

2. Molybdänglanz.

Molybdänglanz (MoS_2) hatte die Form von dünnen, glimmerartig spaltbaren Plättchen, die sich etwas fettig anfühlten. Die metallisch grauschwarz glänzenden Plättchen unterhielten die Stromleitung. Genauer wurde das Verhalten nicht untersucht.

3. Schwefelkies.

Schwefelkies (FeS_2) wurde gleichfalls nicht in pulverförmig gepresstem Zustande untersucht. Ein Krystall dieser Verbindung von der bekannten messinggelben Farbe zeichnete sich durch sehr gute Leitfähigkeit aus.

4. Bleiglanz.

Eine um so grössere Aufmerksamkeit wurde dagegen dem Bleiglanz (PbS) zu teil. Das Mineral war in schönen Stücken aus Freiberg i. S. bezogen worden. Die ersten Versuche mit dem geschlämmten Pulver wurden mit Hilfe des Hartgummibehälters angestellt. Zu den Messungen dienten Wechselstrom und Telephonbrücke, als Vergleichswiderstand 500 Ω. Ich teile im Nachstehenden das Versuchsprotokoll mit.

		W	X_1	X_2
30. Juni 1900	10 h. 30 m.	411,6 Ω	58,8 Ω	51,2 Ω
	11 „ 30 „	413,2 „	56,8 „	50,0 „
Behälter in die Kältemischung (— 80°) getaucht: 11 h. 40 m.				
	11 h. 55 m.	314,5 Ω	222,7 Ω	141,1 Ω
	0 „ 15 „	283,0 „	214,0 „	132,6 „
	0 „ 35 „	261,4 „	229,3 „	127,6 „
Aus der Kältemischung entfernt: 0 h. 40 m.				

		W	X_1	X_2
30. Juni 1900	4 h. 45 m.	554,5 Ω	131,8 Ω	61,1 Ω
1. Juli 1900	12 „ 00 „	462,6 „	90,4 „	53,0 „
2. „ 1900	12 „ 00 „	433,3 „	79,7 „	51,0 „
	4 „ 00 „	434,0 „	79,8 „	51,2 „

Die Pressschraube angezogen (4 h. 20 m.). Der Widerstand ist so gross, dass nur $^1/_8$-Umdrehung des Schraubenkopfes möglich war.

	4 h. 25 m.	408,4 Ω	72,6 Ω	59,4 Ω
	5 „ 40 „	406,4 „	71,8 „	51,7 „

Behälter in die Kältemischung getaucht: 5 h. 50 m.

	6 h. 00 m.	345,1 Ω	70,3 Ω	79,5 Ω
	6 „ 10 „	203,4 „	176,0 „	87,3 „

Aus der Kältemischung entfernt: 6 h. 20 m.

	6 h. 55 m.	444,7 Ω	137,9 Ω	55,1 Ω
	7 „ 10 „	488,2 „	190,2 „	51,6 „
	8 „ 10 „	502,5 „	200,5 „	52,0 „
3. Juli 1900	10 „ 30 „	441,9 „	132,9 „	51,4 „

Die Schraube liess sich etwas anziehen:

	11 h. 05 m.	431,1 Ω	124,9 Ω	52,0 Ω

Die Ergebnisse lassen sich in folgende Worte zusammenfassen: Unter dem grossen Drucke nimmt der Widerstand W ($10^4\,\sigma$ etwa 90 000 Ω) in der Kältemischung ab. Wieder auf normale Temperatur gebracht, steigt er zunächst über seinen Ausgangswert hinaus, um dann allmählich wieder auf ihn zurückzukehren. Es scheint sich somit der Körper in Bezug auf sein Leitvermögen in einem Schwingungszustande zu befinden. Ein solcher wird sich später unter günstiger gewählten Bedingungen viel schärfer nachweisen lassen.

Neben Druck und Temperatur ist auch die Zeit zu berücksichtigen. Damit gestaltet sich das Problem zu einem sehr verwickelten. Vorversuche hatten ergeben, dass der Widerstand bei höherer Temperatur ganz hervorragend abnimmt. Es schien also ein Minimum des Leitvermögens zu bestehen. Möglicherweise war im Bleiglanz der gesuchte gemischtklassige, d. h. teils metallisch, teils elektrolytisch leitende Körper gefunden. Bei niedriger Temperatur tritt wahrscheinlich die metallische Komponente in den Vordergrund, die elektrolytische zurück, bei hoher Temperatur müsste das Umgekehrte geschehen. Dazwischen mochten ja beide um die Vorherrschaft kämpfen. Eine Vorfrage war vorher zu erledigen. Wie verhält es sich mit der galvanischen Polarisation?

Bei Zimmertemperatur gab das Telephon, bekanntlich der Herold der Polarisation, vollkommen scharfe Minima. Unreinheiten im Ton traten nur bei den durch die Kältemischung erzeugten Temperaturen auf. Diese wurden wohl durch Kontaktfehler hervorgerufen.

Es möge nun ein Versuch beschrieben werden, der mit einem Krystall angestellt wurde, der zu einem Cylinderchen von 2,5 cm Länge und 0,149 cm^2 Querschnitt geschnitten und geschliffen worden war. Die Spaltflächen des Krystalles befanden sich parallel zur Grundfläche des Cylinders. Mit Hilfe der in Fig. 5 dargestellten Vorrichtung wurde die Untersuchung vorgenommen. Es traten wieder Wechselstrom und Telephon in Verwendung. Der Widerstand W betrug zunächst 147,5 Ω, der Ton verschwand nicht vollständig. Als spezifischer Widerstand ($10^4 \sigma$) ergibt sich daraus ein Wert von 206000 Ω. Das Leitvermögen des Krystalles würde demnach weniger als die Hälfte des gepressten Pulvers betragen. Wenn man bedenkt, dass die Spaltflächen des Krystalles zahlreich und zum Teil sogar mit freiem Auge wahrnehmbar sind, so wird man über die Differenz nicht staunen, sondern sie dem grossen Uebergangswiderstande zwischen den einzelnen Flächen zuschreiben.

In der Kältemischung nahm der Widerstand W aber nicht ab, sondern er stieg ganz im Gegensatze zum Verhalten unter grossem Druck auf 3000 Ω an; wieder auf Zimmertemperatur gebracht, betrug er zunächst 212, um nach längerer Zeit auf 202 Ω herabzusinken. Aehnlich verhielt sich die Widerstandsänderung, als der Krystall zum zweiten Male in die Kältemischung versenkt wurde. Nur war eine weitere Vergrösserung des Widerstandes bei normaler Temperatur eingetreten (237 Ω), es zeigte sich aber wieder das Bestreben, allmählich auf kleinere Werte herabzusinken; so betrug der Widerstand eine Stunde später nur mehr 215 Ω. Für die Untersuchung bei höheren Temperaturen erwies sich das Mineral als unbrauchbar; wenig über 100° zersprang es in Stücke.

Die Prüfung auf Polarisation geschah mit einem hydraulisch heiss gepressten Stift von 2,8 cm Länge und 0,5 cm^2 Querschnitt. Er befand sich in aufrechter Stellung im elektrisch zu heizenden Oefchen und war in einen Stromkreis geschaltet, der nebst einem Akkumulator noch Rheostatenwiderstand und ein Weston-Voltmeter von 100 Ω Widerstand enthielt. Durch den Stift konnte ein Strom bis 1,5 Amp. geleitet werden, wenn das Voltmeter mit $^{100}/_{99}$ Ω parallel geschaltet wurde. Mit Hilfe eines Kommutators liess sich die Stromrichtung im Stifte umkehren. Eine Wippe ermöglichte es, den Stift sehr rasch

aus dem ursprünglichen Stromkreis aus- und in einen zweiten Kreis einzuschalten, der nur ein Spiegelgalvanometer von 2952 Ω Widerstand enthielt. Ein Skalenteil des Instrumentes entsprach $3{,}54 \cdot 10^{-8}$ Amp. Die Schaltung war derartig getroffen, dass die Richtung eines thermoelektrischen Stromes im Galvanometer abhing von der Stellung des Kommutators, während die Richtung eines etwaigen Polarisationsstromes davon unabhängig blieb. Das Ergebnis war folgendes. Bei Zimmertemperatur betrug der Widerstand des Stiftes 34 Ω, das Galvanometer blieb vollkommen in Ruhe; bei 100° belief sich der Widerstand auf 10 Ω, das Galvanometer gab einen Ausschlag von 92 Skalenteilen sowohl in der einen, als in der entgegengesetzten Richtung.

Bei 190° besass der Stift noch einen Widerstand von 2,0 Ω, und die Ausschläge am Galvanometer betrugen 322 Striche in der einen, 325 Striche in der anderen Richtung.

Die thermoelektromotorischen Kräfte der Erze sind bekanntlich gross [1]). Die aus einer starken Kupferlitze bestehende Zuleitung zum oberen Ende des Stiftes ragte aus dem Deckel des Oefchens teilweise hervor; durch die Ableitung der Wärme konnte wohl eine geringe Temperaturdifferenz zwischen den beiden Enden des Stiftes entstehen und die Ausbildung einer thermoelektrischen Potentialdifferenz ermöglichen. Wesentlich ist hier, dass eine galvanische Polarisation nicht nachzuweisen war.

Die Abhängigkeit des Leitvermögens bei höheren Temperaturen wurde zuerst an einem kleinen cylindrischen Stift, dessen Länge 0,92 cm, dessen Querschnitt 0,138 cm² betrug, untersucht. Auf die galvanisch verkupferten Enden des Cylinderchens waren Platinbleche gepresst.

Der Widerstand betrug bei Zimmertemperatur zunächst 150 Ω, sank mit steigender Temperatur rasch bis auf 7,1 Ω bei 210°. Wurde nun der Stift im Ofen langsam gekühlt, dann stellte sich der Ausgangswiderstand nicht wieder her, sondern es blieb ein Widerstand bestehen, der kaum halb so gross war. Nach der zweiten Erwärmung auf 210° war der Widerstaud bei wiederhergestellter Zimmertemperatur abermals kleiner geworden, und diese Erscheinung wiederholte sich noch einigemal, bis endlich ein stationärer Zustand eintrat. In der nachstehenden Tabelle ist die Widerstandsänderung ersichtlich gemacht.

[1]) Schon Seebeck fand, dass Bleiglanz in der thermoelektrischen Spannungsreihe über Wismut steht.



Zahl der vorangegangenen Erwärmungen .	0	1	2	3	4	5	6	7	8
Widerstand bei 20° in Ohm	150	73	42	38	33,3	33,0	33,2	32,8	33,0
Widerstand bei 210° in Ohm	7,1	5,7	5	4	2,9		2,7—2,8		

Der stationäre Zustand ist mithin nach der vierten Erwärmung eingetreten. Der Widerstand beträgt dann bei 20° nur mehr $^1/_5$ des Ausgangswiderstandes; eine geringere prozentuelle Aenderung hat jedoch der Widerstand bei 210° erfahren; nach mehrfachen Erwärmungen beträgt er noch immer mehr als $^1/_3$ wie bei der ersten Erwärmung.

Der spezifische Widerstand $10^4\,\sigma$ war also durch die aufeinanderfolgenden Erwärmungen von seinem ursprünglichen Werte von 220000 Ω auf 50000 Ω bei Zimmertemperatur gesunken.

Dieses Verhalten ist typisch. Um die Beziehung des Leitvermögens zur Temperatur zu einer regelmässigen zu gestalten, wurden die Stifte daher vorher „formiert", d. h. mindestens viermal nacheinander auf 200° erwärmt und wieder gekühlt. Eine noch einfachere Methode der Formation bestand darin, die auf über 200° erwärmten Pulver in die heissen Formen zu pressen. Für die Ausführung dieser Versuche bin ich dem Charlottenburger Werk von Siemens & Halske zu Dank verpflichtet.

Die Widerstände waren nun in dem betreffenden Temperaturintervall zuverlässig. So zeigte ein hydraulisch heiss gepresster Stift, der mit Hoffmannschen Zuleitungen versehen war, eine Länge von 2,8 cm, einen Querschnitt von 0,5 cm² und ein spezifisches Gewicht 9 besass, das im folgenden angegebene Verhalten zur Temperatur. Der Stift zeichnete sich, wie alle aus diesem Material gepressten Formen, durch auffallend schönen Glanz aus.

Obere Grenze der Temperatur: 170°.				Obere Grenze der Temperatur: 200°.			
21°	44,7 Ω	110°	10,2 Ω	23°	42,5 Ω	130°	7,5 Ω
40°	31,2 „	120°	8,6 „	40°	31,0 „	140°	6,5 „
50°	25,8 „	130°	7,3 „	50°	26,0 „	150°	5,8 „
60°	21,7 „	140°	6,5 „	60°	21,5 „	160°	4,8 „
70°	18,7 „	160°	4,9 „	70°	18,7 „	170°	4,0 „
80°	16,2 „	170°	3,9 „	80°	16,0 „	180°	3,4 „
90°	13,5 „			90°	13,2 „	190°	2,8 „
100°	12,0 „	21°	44,7 „	100°	12,0 „	200°	2,2 „
				110°	10,2 „		
				150°	8,6 „	23°	42,2 „

Wird die Temperaturgrenze von 200° wesentlich überschritten, dann erhält der Stift, wieder abgekühlt, besseres Leitvermögen, wie aus nachstehender Tabelle hervorgeht:

Obere Grenze der Temperatur: 250°.

23°	41,7 Ω	140°	6,8 Ω	180°	3,5 Ω	220°	1,4 Ω
100°	12,2 „	150°	6,0 „	190°	2,9 „	240°	0,8 „
110°	10,2 „	160°	5,0 „	200°	2,3 „	250°	0,4 „
130°	8,0 „	170°	4,0 „	210°	1,8 „	23°	35,0 „

Dieses bessere Leitvermögen blieb nun bestehen, auch wenn der Stift vorübergehend in die Kohlensäurekältemischung getaucht wurde. In der Kältemischung nahm er einen Widerstand von 484 Ω an. Auf Zimmertemperatur gebracht, sank er wieder auf 35 Ω herab. Auch in weiteren zehn Tagen unterlag er keinerlei bemerkenswerten Veränderung.

Ganz anders gestalten sich die Verhältnisse, wenn man die Temperatursteigerung bis 350° oder 450° vornimmt. Oberhalb 250° nimmt der Widerstand nur mehr äusserst langsam ab und von etwa 350° an hat er die Tendenz, wieder anzusteigen. Wird der Stift dann wieder auf Zimmertemperatur gebracht, so ist der Widerstand viel grösser geworden (100 Ω). Bleibt er mehrere Stunden sich selbst überlassen, so wächst sein Widerstand noch mehr an, erreicht ein Maximum, um dann langsam, aber beharrlich wieder abzunehmen. So stieg in dem angeführten Beispiele der Widerstand in 2 Stunden auf 109 Ω, in 6½ Stunden auf 117,5 Ω. Am nächsten Tage betrug er 116, am darauf folgenden 114 Ω. Der Bleiglanz befindet sich also wieder in einem Schwingungszustande in Hinsicht auf sein Leitvermögen.

In diesem Zustande sind Temperaturerniedrigungen von grösstem Einflusse; sie bewirken, dass das System aus seiner diesmal unstabilen Lage rascher in die stabile zurückkehrt.

Es stieg der Widerstand von 114 bei 20° auf 1500 Ω bei — 80°, um wieder, auf 20° gebracht, bei 63,7 Ω wenigstens vorübergehend zur Ruhe zu kommen. Zum zweiten Male in die Kältemischung gebracht, stieg der Widerstand nur mehr auf 960 Ω an, um bei Zimmertemperatur allmählich auf 52 Ω herabzusinken. Ein drittes Mal erhielt man bei — 80° noch 600 Ω und endlich bei Zimmertemperatur (22°) 43,1 Ω. Das System befindet sich nunmehr im stabilen Gleichgewicht. Die Uebereinstimmung mit dem Ausgangswerte 44,7 Ω bei 21° ist eine vorzügliche.

Einen wesentlichen Einfluss auf diese merkwürdige Erscheinung übt die Dauer der Erwärmung aus. Es lässt sich nämlich zeigen, dass die Schwingung, in der sich das Leitvermögen befindet, um so rascher abläuft, je kürzer die Erwärmung gedauert hat. Zur raschen vorübergehenden Erwärmung eignet sich ganz besonders die Stromwärme. Man braucht dazu nur den Stift an eine entsprechende Spannung anzulegen, den Strom bis zu einer gewissen Stärke ansteigen zu lassen, ihn zu unterbrechen und nun die Veränderung des Widerstandes während der Abkühlung mit Brückenwalze und Telephon messend zu verfolgen.

Ein Stift (Länge 1,7 mm, Querschnitt 0,22 cm^2), der bereits formiert war und den Widerstand von 73 Ω besass, wurde an eine Spannung von 13 Volt angelegt. Nach 14 Sekunden betrug die Stromstärke 1 Amp., nach 22 Sekunden 2 Amp. Der Strom wurde nun geöffnet (0 Min.) und der Widerstand des Stiftes von Minute zu Minute gemessen. Es ergab sich:

1 Min.	22,2 Ω	10 Min.	85,8 Ω
2 „	52,0 „	15 „	85,0 „
3 „	72,4 „	20 „	81,5 „
4 „	81,1 „	25 „	78,6 „
5 „	84,1 „	30 „	77,3 „
6 „	85,5 „	35 „	75,7 „
7 „	85,8 „	40 „	74,2 „

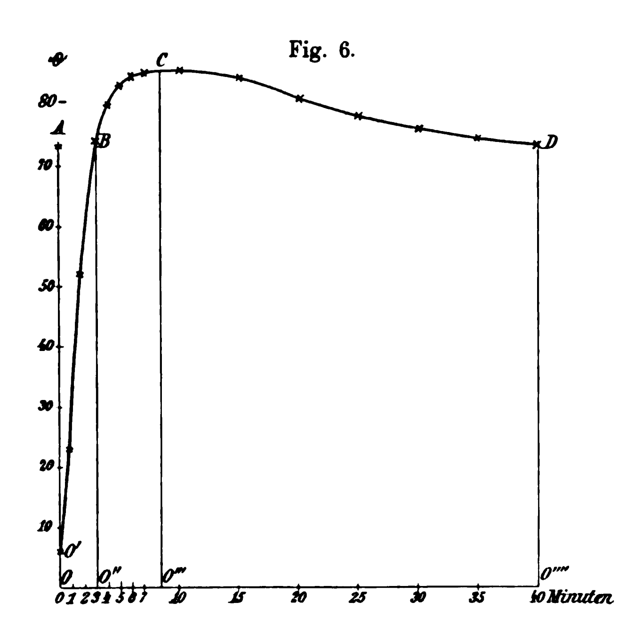
Die rasche Erhitzung gestattet, wie man sofort sieht, einen klaren Einblick in den Verlauf der Erscheinung. Drei Minuten nach Unterbrechung des Stromes war bereits der Ausgangswiderstand wieder hergestellt. Der Stift war zu dieser Zeit noch ziemlich warm. Nach 7 Minuten erreichte der Widerstand einen Maximalwert von 85,8 Ω, um etwa nach 3/4 Stunden auf seinen ursprünglichen Wert zurückzukehren.

In Figur 6 ist diese Veränderung des Widerstandes durch die Kurve O'BCD dargestellt. Als Abszissen sind die Zeiten in Minuten nach der Stromunterbrechung gezählt, als Ordinaten die dazu gehörigen Widerstände in Ohm aufgetragen. Vor der Erwärmung betrug der Widerstand OA den Wert von 73 Ohm, im Augenblick der Stromunterbrechung $OO' = 6{,}5$ Ohm.

Legt man den Stift an eine geringere Spannung, dann geht die Erwärmung langsamer vor sich. Die Folge davon ist, dass der maximale Widerstand, der in Figur 6 durch die Ordinate O'''C gekennzeichnet ist, einen entsprechend grösseren Wert annimmt und dass der Verlauf der Kurve wesentlich verbreitert wird.

Als Beweis möge die Veränderung des Widerstandes angeführt werden, die entsteht, wenn derselbe Stift an eine Spannung von 10,2 Volt geschaltet worden war. Nach 30 Sekunden betrug die Stromstärke 0,8 Amp., nach 40 Sekunden 1,6 Amp., nach 50 endlich

Fig. 6.



war sie wieder auf 2 Amp. angestiegen. Nach Unterbrechung des Stromes (0 Min.) ergab sich diesmal:

3 Min.	83,1 Ω	15 Min.	102,6 Ω
5 „	98,8 „	20 „	99,2 „
7 „	103,7 „	35 „	92,3 „
8 „	104,1 „	50 „	88,3 „
9 „	104,1 „	60 „	87,2 „
10 „	104,1 „	80 „	84,0 „

Die Erscheinung geht dem Sinne nach in gleicher Weise vor sich wie bei der rascheren Erwärmung, der Maximalwert des Widerstandes liegt aber beträchtlich höher (bei 104,1 Ω) und der Schwingungsverlauf ist ein wesentlich verzögerter. Nach 1 ½ Stunden war das Gleichgewicht noch nicht hergestellt.

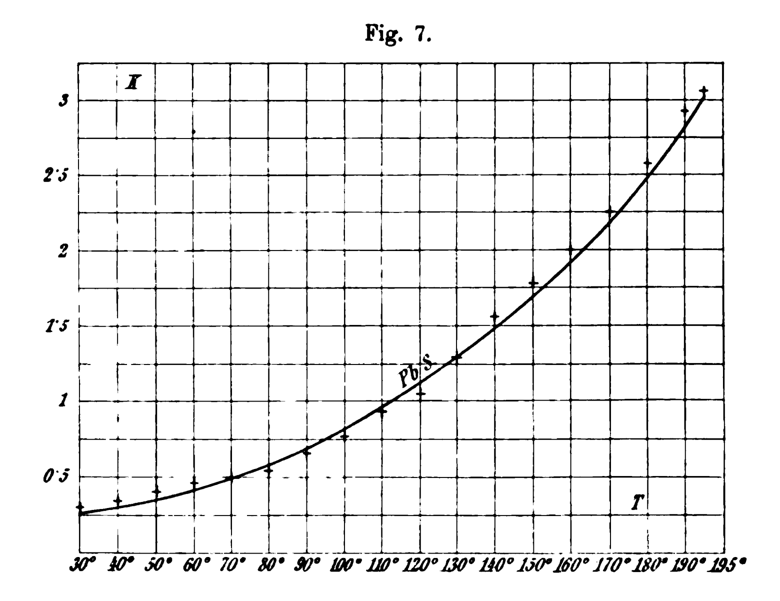
Innerhalb der Temperaturgrenzen von 30° und 200° lässt sich die Leitfähigkeit (K) eines formierten Stiftes recht gut durch die Formel

$$K = a \, . \, T^{\alpha},$$

in der T die absolute Temperatur, a und α Konstante darstellen, zum Ausdruck bringen. Figur 7 stellt die entsprechende Kurve dar; die Leitfähigkeit ist auf einen Körper bezogen, dessen Würfel von 1 cm Seite den Widerstand 1 Ω besitzt. Die Konstante α war zu 6,10 bestimmt worden. Die Mittelpunkte der Kreuzchen geben die Abweichungen der beobachteten von den aus der Gleichung berechneten Werten an.

Wird Bleiglanz in flüssige Luft gebracht, dann steigt der Widerstand zu sehr hohen Werten an. So erfuhr ein formierter Stift von etwa 2 cm Länge und 0,5 cm² Querschnitt, der bei 22° einen Wider-

Fig. 7.



stand von 28 Ω hatte, eine Vergrösserung des Widerstandes auf ungefähr 67000 Ω.

Wenn man endlich Bleiglanz unter Luftabschluss schmelzt, dann verhalten sich die aus der krystallinischen und blasigen Masse gesägten Stücke schon bei gewöhnlicher Temperatur als sehr gute Leiter der Elektrizität.

Umwandlungen im Bleiglanz.

Es entsteht nun die Aufgabe, nach einer Erklärung für die eben beschriebenen Erscheinungen zu forschen. Nach den Erfahrungen, die an anderen Metallverbindungen, insbesondere am Kadmiumoxyd, gesammelt wurden, ist es wahrscheinlich, dass sich der Bleiglanz, ähn-

lich wie sein Bestandteil, der Schwefel, in verschiedenen Modifikationen befinde. Wie diese Modifikationen zu stande kommen, lässt sich natürlich auf Grund des bisherigen Beobachtungsmateriales nicht entscheiden. Wahrscheinlich machen es dagegen die Versuche, dass der Bleiglanz sich bei niederer Temperatur in einer Phase schlechter Leitfähigkeit, bei höheren Temperaturen bis zu 250° in einer Phase guter Leitfähigkeit befindet. Nun befindet sich aber die Masse, das spezifische Gewicht wurde gleich 9 gefunden, in dem Zustande grosser Hysteresis. Die Folge davon wird sein, dass die Umwandlung nur sehr langsam vor sich geht.

Lang andauernde oder wiederholte Erwärmungen auf Temperaturen, die 250° nicht überschreiten dürfen, nötigen eine stets steigende Zahl von Molekülgruppen, sich an der Umwandlung zu beteiligen. Bringt man den Bleiglanz wieder auf Zimmertemperatur, dann bleiben beide Phasen nebeneinander bestehen. Je grösser die Anzahl der umgewandelten Moleküle in der Volumseinheit geworden ist, desto besser wird das Leitvermögen des aus den beiden Phasen, der stabilen und der metastabilen, bestehenden Systems. Der Stift wird formiert.

Bei Temperaturen von etwa 300° an tritt der Bleiglanz in eine neue, dritte Phase, der wieder geringere Leitfähigkeit zukommt. Die Rückkehr in das vorhergegangene Gleichgewicht, in dem die erste und zweite Phase nebeneinander bestehen, geht ziemlich rasch nach erfolgter Abkühlung des Systems von statten, natürlich um so rascher, je grösser der Abstand von der Temperatur von 300° ist. Im Vergleiche zur zweiten Phase, die bei Zimmertemperatur als metastabil bezeichnet werden kann, besitzt die dritte Phase labilen Charakter. Am besten bestätigt wird diese Behauptung durch die bemerkenswerte Schwingungserscheinung, die das System zeigt, wenn es einer kurz dauernden Erhitzung ausgesetzt war.

Aufzuklären bliebe noch, warum sich der Bleiglanz, wenn er unter sehr hohem Drucke steht, bei niederen Temperaturen in Bezug auf seine Leitfähigkeit gerade entgegengesetzt verhält, als wenn er von dem Drucke befreit ist. Das vorliegende Beobachtungsmaterial ist leider viel zu dürftig, um einen halbwegs sicheren Schluss zu gestatten. Es möge aber doch der Vermutung Raum gegeben werden, dass das System unter den geänderten Versuchsbedingungen in eine neue, vierte Phase getreten ist.

Und endlich müsste man sich zur Annahme bequemen, dass beim Schmelzen eine weitere Umwandlung des Bleiglanzes in eine Modifikation stattfindet, die alle genannten Phasen durch die Güte des Leit-

vermögens übertrifft. Damit wird die Zahl der Modifikationen, in denen der Bleiglanz auftreten kann, gewiss noch nicht erschöpft sein.

Es geht ja der Schwefel sozusagen mit gutem Beispiele voran. Neben den am besten bekannten rhombischen und monoklinen Formen zählt Brauns weitere sechs krystallisierte Zustände auf, die aus dem Schmelzfluss oder aus Lösungen erhalten worden sind. Ausser diesen krystallinischen Formen gibt es noch mindestens zwei Arten amorphen Schwefels!

Messungen der spezifischen Wärme und des Volumens bei verschiedenen Temperaturen können wichtige Beiträge zur Aufhellung der Vorgänge liefern.

5. Quecksilbersulfid.

Quecksilbersulfid (HgS) in seiner schwarzen Modifikation zeigt ein ähnliches Wachstum der Leitfähigkeit mit der Temperatur wie der Bleiglanz. Ein Stift aus diesem Material von 1,7 cm Länge und 0,22 cm^2 Querschnitt zeigte bei guter Festigkeit schwärzlichen Metallglanz. Die Veränderung des Widerstandes mit der Temperatur war folgende:

t	W in Ohm	t	W in Ohm
16°	41,0	70°	17,6
30°	38,9	80°	15,3
40°	37,9	90°	12,0
50°	35,1	100°	11,1
60°	32,3		

Die Telephonminima waren schlecht, die Bestimmungen sind mithin recht ungenau. Oberhalb 100° waren fortwährende Stromschwankungen eingetreten, der Widerstand schien wieder zuzunehmen. Bei 120° fanden sich ungefähr 15 Ω, bei 140° etwa 25 Ω vor. Als bei etwa 200° der Deckel des Oefchens, an dem der Stift hing, gehoben wurde, zeigte es sich, dass die Verbindung mit blauer Flamme brannte! Vielleicht könnte man die Aenderung der Leitfähigkeit besser beobachten, wenn man den Stift unter Luftabschluss untersuchen würde. Bei der Herstellung von Stiften mit Hilfe der hydraulischen Presse entsteht ein Detonationsgeräusch. Unter dem grossen Drucke findet eine Umwandlung der schwarzen Modifikation in Zinnober statt, die mit Volumsverringerung begleitet wird. Die Detonation wird darauf zurückzuführen sein.

6. Silberglanz.

Die merkwürdigste Verbindung ist unstreitig der Silberglanz (Ag_2S). Sein Verhalten wird durch den physikalischen Zustand nicht

beeinflusst. Ob das als Niederschlag gewonnene amorphe Pulver, ob das durch Zerreibung eines Krystalles entstandene krystallinische Pulver in Stiftform gepresst wurde, ob endlich die Masse unter Luftabschluss geschmolzen und in Drahtform gebracht wurde, stets zeigte sich dieselbe Abhängigkeit des Leitvermögens von der Temperatur. Und die war eine geradezu märchenhafte. Vor 50 Jahren hat sich Hittorf mit dem Leitvermögen von Stäben aus Silberglanz beschäftigt und auf die enorme Veränderlichkeit mit der Temperatur aufmerksam gemacht. Hittorf sprach die Vermutung aus, dass es sich dabei um elektrolytische Leitung handelt, da bei höheren Temperaturen das Silber in Form von einzelnen Haaren in der Nähe des negativen Poles ausgeschieden werde. Vor Hittorf untersuchte bereits Faraday das Schwefelsilber und bezeichnete die Steigerung der Leitungsfähigkeit dieser Substanz durch die Wärme als einen „ausserordentlichen Fall, der im direkten Widerspruch steht mit dem Einfluss der Wärme auf metallische Körper, wie er von Humphry Davy beschrieben worden ist“ (§ 432 und 433). „Das heisse Schwefelsilber leitete stark genug, um, wie ein Metall, helle Funken mit Kohle etc. zu geben (§ 437). Es gibt meines Wissens ausser Schwefelsilber keinen anderen Körper, welcher, solange er heiss ist, hinsichtlich seiner Leitungsfähigkeit für Elektrizität von niederer Spannung mit den Metallen verglichen werden kann und, ganz unähnlich ihnen, diese Fähigkeit beim Erkalten verliert, während sie bei den Metallen im Gegenteil zunimmt. Wahrscheinlich würde man jedoch noch mehrere dergleichen finden, wenn man danach suchte (§ 439).“

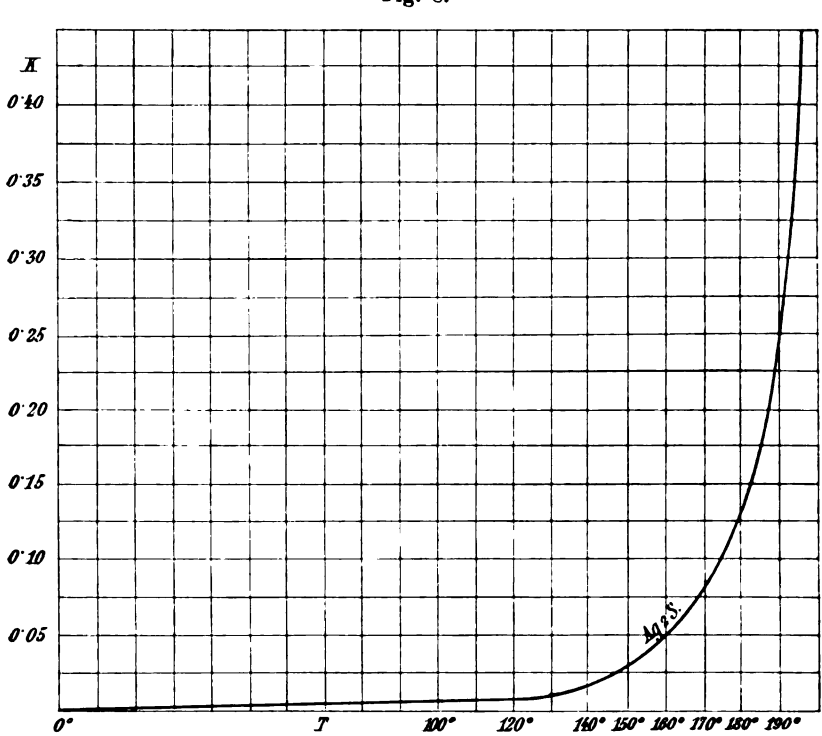
Mit Recht spricht Hittorf seine Verwunderung darüber aus, dass, „während sonst kein Punkt, der in jenen für den Galvanismus so wichtigen Abhandlungen angeregt wird, unerörtert geblieben ist, dieser Gegenstand bis jetzt keine weitere Beachtung gefunden hat“.

Und auch nach dem Erscheinen der Hittorfschen Untersuchung ist es diesem Gegenstande wieder so ergangen; denn die zwei Physiker, die sich damit beschäftigt haben, Silvanus Thompson und Shelford Bidwell, haben nach einer Bemerkung von G. Wiedemann nur das Ergebnis von Hittorf „nach 34 Jahren nochmals mitgeteilt“.

Die aus Schwefelsilber gepressten Stifte zeichnen sich gleichfalls durch schönen, etwas dunklen Metallglanz aus. In ihrem Verhalten zur Temperatur zeigt die Verbindung manche Aehnlichkeit mit dem Bleiglanz. Wiederholte Erwärmungen und Abkühlungen haben ein Sinken des Widerstandes bei normaler Temperatur zur Folge. Ein Stift von 2 cm Länge, 0,15 cm^2 Querschnitt und 5,3 spezifischem Ge-

wicht besass unmittelbar nach dem Pressen einen Widerstand von 54 500 Ω bei Zimmertemperatur. Nach lange andauernder Erwärmung auf 220° betrug der Widerstand noch 27 600 Ω, nach vielen Erhitzungen sank er allmählich von 21 700 bis auf 12 700 Ω herab. Die ausserordentliche Abhängigkeit des Widerstandes von der Temperatur macht die Bestimmungen unsicher, da die geringste im Körper ent-

Fig. 8.



wickelte Stromwärme den Widerstand bereits bedeutend herabsetzt. Man darf also nur sehr schwache Ströme in Anwendung bringen.

In Figur 8 ist der Zusammenhang zwischen Temperatur und Leitfähigkeit durch eine Kurve dargestellt; sie erinnert durch ihren äusserst steilen Verlauf an die Zunahme der Reaktionsgeschwindigkeit mit der Temperatur.

Bei 100° zeigte der Stift einen Widerstand von 3000—4000 Ω, bei 150° einen solchen von 400—150 Ω, je nachdem er zum ersten oder zweiten Male erwärmt wurde. Bei 220° betrug der Widerstand nur noch 1—0,2 Ω, um von 230° aufwärts kaum mehr nachweisbar zu sein!

Legt man einen Ag_2S-Stift an eine entsprechende Spannung, so zeigt ein in den Stromkreis geschaltetes Ampèremeter zunächst nur einen äusserst schwachen Strom an. Trotzdem genügt die anfänglich geringe Stromwärme, um den Stift allmählich auf höhere Temperatur zu bringen. Der Strom steigt langsam an bis zu einer gewissen Grenze, über die hinaus plötzlich eine so ausgezeichnete Leitfähigkeit entsteht, dass der Effekt im Messinstrumente ganz derselbe ist wie bei Kurzschluss. Es ist gefährlich, ein kostspieliges Messinstrument in einen Stromkreis zu bringen, in dem sich ein derartiger Gast befindet. Wir ersetzen daher das Messinstrument durch einen Eisendraht, der ohne grossen Schaden zum Opfer fallen darf. Der Draht wird mit einem Stift von 2 cm Länge und 0,5 cm^2 Querschnitt verbunden direkt an eine Spannung von 20—25 Volt angeschlossen. Längere Zeit bleibt der Draht unverändert, plötzlich aber erglüht er und schmilzt ab. Leitet man durch einen dauernd auf 220° gehaltenen Stift Gleichstrom von 1 Ampère mehrere Stunden lang, so kann man keine Zersetzungsprodukte nachweisen. Der Stift bleibt völlig unverändert. Wird er wieder abgekühlt, so begibt er sich, vorausgesetzt, dass er vorher schon einigen Erwärmungen ausgesetzt war, auf einen entsprechenden Widerstand. Nach dem Faradayschen Gesetze hätte die gesamte Menge des im Stifte enthaltenen Silbers längst ausgeschieden sein müssen, wäre die Stromleitung auf elektrolytischem Wege zu stande gekommen. Und doch treten im Silberglanz Kräfte auf, die eine Aehnlichkeit mit der galvanischen Polarisation besitzen. Es ist mir bei den Widerstandsmessungen mit dem Telephon stets aufgefallen, dass die Minima bei niederen Temperaturen verwaschen, bei hohen Temperaturen jedoch von grosser Schärfe sind. Lässt man nun Gleichstrom durch den Silberglanz fliessen, so weicht die Nadel des Messinstrumentes nach dem ersten Ausschlage immer mehr zurück. So vergrösserte sich der scheinbare Widerstand eines Stiftes von 3,0 cm Länge und 0,5 cm^2 Querschnitt, der mit Hoffmannschen Zuleitungen versehen war, bei Zimmertemperatur allmählich von 2100 Ω auf 3700 Ω. Diese Widerstandsvergrösserung kann durch eine gegenelektromotorische Kraft von 0,80 Volt hervorgerufen werden. Wenn man aber mit Hilfe einer Wippe den Silberglanz mit einem empfindlichen Spiegelgalvanometer verbindet, dann erhält man höchstens zehn Teilstriche Ausschlag, die nur von einer äusserst geringen Spannung weit unter einem Tausendstel herrühren. Auch bei höheren Temperaturen weicht die Nadel zurück. Kehrt man den Strom in Silberglanz um, dann entsteht zuerst ein viel kräftigerer Ausschlag, der meist

ruckweise abnimmt. Im Spiegelgalvanometer machen sich aber nur die thermoelektrischen Kräfte bemerkbar, die geringer sind als bei Bleiglanz. Eine Polarisation lässt sich nach Trennung des Stiftes vom Akkumulator absolut nicht nachweisen, auch dann nicht, wenn man sich einer elektromagnetisch angeregten Stimmgabel als Wippe bedient. Es sieht also so aus, als wenn im Silberglanz allerdings Kräfte auftreten würden gegen die Stromrichtung, dass aber deren Wirksamkeit an das Fliessen des Stromes gebunden ist. Bei Temperaturen oberhalb 190^0 hat der Spuk sein Ende gefunden. Die Nadel des Westoninstrumentes verändert ihre Stellung nicht mehr, mag der Strom auch beliebig lange durch den Stift fliessen. Bei Vertauschung der Stromrichtung ergibt sich genau wieder derselbe Ausschlag.

In der Kohlensäurekältemischung betrug der Widerstand des Stiftes von 3 cm Länge und 0,5 cm^2 Querschnitt $12{,}4 \,.\, 10^6\,\Omega$, in flüssiger Luft ungefähr $10^9\,\Omega$. Der Silberglanz durchläuft mithin in einem Temperaturintervall von nur 400^0 das ganze Gebiet der Leitfähigkeit.

Der Versuch in flüssiger Luft macht es kaum zweifelhaft, dass Silberglanz noch weit oberhalb des absoluten Nullpunktes der Temperatur ein vollkommener Isolator der Elektrizität ist. Es steht zu vermuten, dass das Gesamtmolekül Ag_2S im Gegensatz zu anderen Verbindungen, z. B. den beiden Kupfersulfiden, keinen Anteil an der Elektrizitätsleitung nimmt. Erst die Beweglichkeit des Metallatoms innerhalb des Moleküls, die von der jeweiligen Temperatur T bestimmt wird, bringt die Leitung zu stande.

Hingegen dürfte dem Bleiglanz, der in flüssiger Luft ein bedeutend grösseres Leitvermögen besitzt, eine wenn auch geringe molekulare Leitfähigkeit beim Nullpunkte kaum abzusprechen sein. Allein mit steigender Temperatur würde auch hier das Metallatom in steigendem Masse seinen Anteil an der Leitung übernehmen, so dass eine Beschleunigung des Leitvermögens eintritt, auch wenn von den Umwandlungsvorgängen abgesehen wird.

Der Grad der Beschleunigung wird in einer Beziehung zu dem Atomgewichte des Metalles stehen, das in der Verbindung enthalten ist. Verfügen die die Leitung vermittelnden Metallatome über eine geringe Masse, dann müsste der Grad der Beschleunigung ein höherer sein, als wenn die Atome grosse Masse besitzen. Aus diesem Grunde zeigen die Schwefelverbindungen von Blei (Atomgewicht 206,9) und Quecksilber (Atomgewicht 200,3) ungefähr die gleiche Zunahme mit der Temperatur, während die Verbindung mit dem etwa halb so

schweren Silber (Atomgewicht 107,9) eine vielfach überlegene Zunahme aufweist.

Von Wichtigkeit zur Prüfung der Hypothese würde es sein, die spezifischen Wärmen dieser Körper bei verschiedenen Temperaturen kennen zu lernen. Ebenso könnte das Verhalten zur Wärmeleitung Aufschlüsse geben.

Auch das optische Verhalten (Metallreflexion) der Glanze in seiner Abhängigkeit von der Temperatur und das noch unbekannte elektrische (Dielektrizitätskonstante und die Effekte von Hall und v. Ettingshausen-Nernst) verdienten eingehende Untersuchungen.

Der Vollständigkeit halber soll noch erwähnt werden, dass ein Versuch, eine Aenderung der Leitfähigkeit im magnetischen Felde nachzuweisen, nicht von Erfolg begleitet war. Auch bei Bleiglanz konnte ein derartiger Einfluss nicht festgestellt werden.

Zusammenfassung der Ergebnisse.

Zum Schlusse dürfte es angezeigt sein, die wichtigsten in dem Vortrage ausführlich besprochenen Ergebnisse in einige Sätze zusammenzufassen. Das kann in folgender Weise geschehen:

1. Leiter bei gewöhnlicher Temperatur sind nur jene dunkelfarbigen Verbindungen, die sich unter hohen Drucken ohne Anwendung eines Bindemittels in bestimmte Formen von metallischem Glanz und metallischer Härte bringen lassen.

Da eine galvanische Polarisation nicht nachzuweisen ist, so sind sie sämtlich in die erste Klasse der Leiter einzureihen. Sie zerfallen in zwei Gruppen und zwar A) in Verbindungen, die schon bei gewöhnlicher Temperatur gut leiten und positiven Temperaturkoëffizienten besitzen, der jedoch bedeutend kleiner ist als jener der reinen Metalle; B) in Verbindungen, deren Leitvermögen bei gewöhnlicher Temperatur verhältnismässig gering ist ($10^4\sigma > 50000$), das aber von der Temperatur in hohem Grade beeinflusst wird.

Der ersten Klasse A) gehören an PbO_2, $PbO_2 . 4MnO_2$, CdO, Cu_2S und CuS, FeS_2, MoS_2; der ersten Klasse B) hingegen PbS, HgS und Ag_2S. Endlich ist auch der Kohlenstoff in seinen leitenden Modifikationen in diese Unterabteilung der ersten Klasse einzureihen.

2. Den Verbindungen wohnt das Bestreben inne, bei einer bestimmten für sie charakteristischen Temperatur — der Umwandlungstemperatur — aus einem Gebiete schlechterer Leitfähigkeit zunächst in ein solches besserer überzugehen.

3. Leitet die höhere Sauerstoff- oder Schwefelstufe einer Verbindung nicht, dann sind auch die niedrigeren Nichtleiter (Blei- und Manganoxyde); leitet aber die betreffende Stufe, dann ist die nächst höhere ein besserer Leiter (MnO_2 und Mn_2O_7, Cu_2S und CuS, FeS und FeS_2).

Der zuletzt ausgesprochene Satz ist allerdings hypothetischer Natur; er verdiente an einer Reihe von Verbindungen, die aus verschiedenen schwarzen Stufen bestehen, geprüft zu werden.

Litteraturnachweis.

S. 97: Dewar und Fleming, Phil. Mag. (5), **36**, S. 271—299 (1893).
„ 97: Fleming, Royal Inst. June 6 (1896); Beiblätter d. Ann. der Physik **20**, S. 885 (1896).
„ 97: Jäger und Diesselhorst, Wiss. Abh. d. Phys. techn. Reichsanst. **3**, S. 270—424 (1900).
„ 100: E. Bose, Drudes Ann. d. Phys. **9**, S. 164 u. 1061 (1902).
„ 101: S. Arrhenius, Lehrb. d. Elektrochemie (Leipzig 1901), S. 188.
„ 101: P. Schoop, Handb. d. Akkumulatoren (Stuttgart 1898), S. 195.
„ 108: G. Wiedemann, Die Lehre von der Elektrizität (Braunschweig 1893), **1**, S. 524.
„ 114: A. Winkelmann, Handb. d. Physik (Breslau 1891), **1**, S. 155.
„ 114: H. Muraoka, Wied. Ann. **13**, S. 311 (1881).
„ 116: W. Siemens, Wied. Ann. **10**, S. 572 (1880).
„ 116: Berthelot und Petit, Comptes rendus **108**, S. 1144 (1889).
„ 117: F. Richarz, Wied. Ann. **48**, S. 708 (1893).
„ 117: U. Behn, Drudes Ann. **1**, S. 257 (1900).
„ 117: H. F. Weber, Pogg. Ann. **154**, S. 367 (1875).
„ 117: L. Holborn und F. Kurlbaum, Drudes Ann. **10**, S. 225 (1903).
„ 122: A. Kirchknopf, vergl. J. F. Weyde, Elektrotechn. Zeitschr. **13**, S. 657 (1892).
„ 124: Gibbs, vergl. O. Dammer, Handb. d. anorg. Chemie **3**, S. 283 (1893).
„ 125: O. Sulc, Zeitschr. f. anorg. Chemie **12**, S. 180 (1896).
„ 128: C. L. Weber, Wied. Ann. **25**, S. 245 (1885).
„ 140: W. Hittorf, Pogg. Ann. **84**, S. 20 (1851).
„ 140: M. Faraday, Pogg. Ann. **31**, S. 241 (1834).

F. Streintz, Ueber die elektrische Leitfähigkeit von gepressten Pulvern. Drudes Ann. **3**, S. 1 (1900) und **9**, S. 854 (1902).
Derselbe, Leitvermögen und Atomwärme der Metalle. Drudes Ann. **8**, S. 847 (1902).

Das Kreisdiagramm des Drehstrommotors und seine Anwendung auf die Kaskadenschaltung.

Von

Dr. **Max Breslauer**, Ingenieur, Wien.

Mit 24 Figuren und 2 Tabellen.

Vorwort.

Eine Veröffentlichung von mir in der E.T.Z. über das Thema der Kaskadenschaltung (E.T.Z. 1903, Heft 1) beschäftigte sich[1]) wesentlich mit der Lösung des Spezialfalles zweier in Dimensionierung und Wickelung genau gleicher Motoren. Die Praxis bietet jedoch diese Aufgabe auch in der erweiterten Form zweier beliebig verschiedenen Motoren und legt den Wunsch nahe, die Verhältnisse auch hier leicht überblicken zu können. — Ich erinnere an die Patente von Danielson, der Motoren verschiedener Polzahl in Kaskade schaltet, und an meinen eigenen Vorschlag, verschieden grosse Motoren auf Triebräder verschiedener Grösse von Drehstromlokomotiven arbeiten zu lassen.

Ferner wurde in jener Studie der Einfluss der Kupferverluste auf die Form des Diagramms mit Benutzung der gleichen Vernachlässigungen berücksichtigt, die seiner Zeit von Heyland bei Ableitung seines Diagramms angewandt wurden. Eine nähere Betrachtung lehrte jedoch, dass gerade in diesem Falle solche Vernachlässigungen zu Fehlern führen, welche immerhin ins Gewicht fallen, und legte den Wunsch nahe, eine exaktere Methode zu finden, welche im zweiten Teile auseinandergesetzt wird und insofern zu recht einfachen Resultaten führt, als — auch bei exakter Berücksichtigung der Ohmschen Widerstände — der geometrische Ort der Ströme die Kreisform beibehält, so dass das Diagramm Fig. 22 als Hauptergebnis dieser Arbeit zu betrachten sein dürfte.

Gleichzeitig ergab sich hierbei, dass es wünschenswert ist, darzulegen, wie die von Prof. Ossanna[2]) gefundenen Resultate in der Praxis am vorteilhaftesten verwendet werden können und dies gab Anlass zur Mitteilung der Methode, welche ich seit langem zur Untersuchung und Berechnung von Drehstrommotoren im Laboratorium verwende und

[1]) Ebenso wie die Abhandlung von Eichberg, Z. f. E. 1898, S. 578 ff.

[2]) Ossanna, E.T.Z. 1900, S. 712; vgl. auch Sumec, Z. f. E. 1903, S. 1.

welche insofern von Interesse ist, als sie in der Aufstellung einer zweiten für jeden Motor charakteristischen Grundgrösse neben dem bekannten Streufaktor τ gipfelt, deren Einführung in Rechnung und Diagramm wesentlich dazu beiträgt, die Uebersichtlichkeit zu erhöhen.

Ein weiterer Grund für eine so ausführliche Behandlung dieses scheinbar so eng umgrenzten Stoffes liegt ausser in dem didaktischen Wert der hier zur Anwendung kommenden Diagramme, welche sämtlich ohne Vermittlung des in der Starkstrompraxis selten direkt verwendbaren Koeffizienten der Selbstinduktion abgeleitet wurden, — auch noch in der Anwendbarkeit auf die Theorie des Einphaseninduktionsmotors, sowie auf den Zusammenhang dieser Diagramme mit dem bekannten Görgesschen Phänomen[1]).

Erster Teil.

Die Diagramme der Kaskadenschaltung ohne Berücksichtigung der Verluste.

A. Kaskadenschaltung zweier genau gleichen Motoren.

1. Ableitung des Diagrammes.

Die Kaskadenschaltung ist eine Erfindung von Prof. Görges (E.T.Z. 1894, Heft 47) und wurde von ihm zuerst im Jahre 1892 für ein Aggregat von 30 PS bei der Firma Siemens & Halske, Berlin, für ein Bergwerk angewandt.

Für diesen Zweck ist die Anordnung insofern von besonderem Vorteil, als sie gestattet, ohne Schleifringe zu arbeiten und darum jede Gefahr wegen schlagender Wetter auszuschliessen.

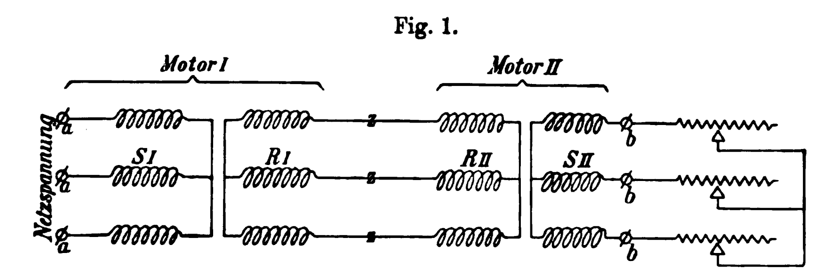
Die wichtigste Anwendung hievon wurde von den Herren Blathy und Kando durch die Firma Ganz & Co. auf der ersten elektrischen Vollbahnstrecke, welche mit Drehstrom betrieben wird — auf der Valtellinabahn —, mit Erfolg gemacht.

Die Schaltung ist in Fig. 1 dargestellt und besteht darin, dass der Stator S_I von Motor I in üblicher Weise an die Netzspannung angeschlossen wird (Klemmen a, a, a), sein Rotor R_I wird jedoch nicht in sich selbst, bezw. beim Angehen durch Widerstände geschlossen, sondern arbeitet auf den genau gleich gewickelten Rotor R_{II} von Motor II, dessen Stator S_{II} erst beim Angehen auf Widerstände oder beim Betrieb in sich kurz geschlossen wird.

[1]) Vgl. Eichberg, l. c.

Man sieht, dass hierdurch allerdings Schleifringe vermieden werden können, denn da die beiden Rotoren R_I und R_{II} auf einer Welle sitzend gedacht sind, so können die drei Zuleitungen Z, Z, Z zwischen R_I und R_{II} ohne Zuhilfenahme von Schleifringen an die beiden Wickelungen

Fig. 1.



angeschlossen werden. — Die ruhenden Klemmen b, b, b von S_{II} gestatten dann einen völlig gefahrlosen Anschluss der Anlasswiderstände.

Ersichtlich ist sofort, dass das Kreisdiagramm seiner Ableitung entsprechend, auf Motor I darum nicht mehr Anwendung finden kann, weil sein Rotor nicht in sich kurz geschlossen ist, d. h. auf seine eigenen — nach Berücksichtigung der Streuung — induktionsfreien Windungen zu arbeiten hat, sondern auf eine zweite Wickelung, welche wattlose Ströme von variabler Grösse je nach der Belastung erfordert.

Bei Motor II trifft zwar die Bedingung zu, dass seine Sekundärwickelung — in diesem Falle sein Stator S_{II} — in sich kurz geschlossen ist, bezw. auf induktionsfreie Widerstände arbeitet, dagegen ist wieder die Bedingung konstanter Spannung an seinen Primärklemmen nicht eingehalten, denn je nach Belastung wird, infolge der Streuung, die Spannung an den Enden des Rotors von Motor I beträchtlich varriieren.

Ebenso schwer lässt sich ferner auch a priori voraussagen, welche Tourenzahl das ganze System annehmen wird, da diese von der Schlüpfung des Motors II einerseits und von der variablen Wechselzahl, welche er erhält, andererseits abhängt.

Trotz dieser Komplikationen lässt sich mit Hilfe des Heylandschen Diagrammes ein rascher Ueberblick gewinnen.

Es sei infolge von Stromentnahme i_2 aus Rotor I die Stärke des Primärfeldes N_1 auf den Wert N_2 gefallen, so wird dieses reduzierte Feld die Klemmenspannung von Motor II für diesen Belastungsfall zu bilden haben. Da jedoch die Windungszahl in Rotor II gleich der in Rotor I ist, ausserdem die Wechselzahl beider ebenfalls übereinstimmt,

so wird dieses Feld N_2 in genau gleicher Grösse und Richtung als Primärfeld von Motor II wieder erscheinen. Wir brauchen daher auf das Spannungsdiagramm gar nicht erst zurückzugreifen, sondern bleiben — wie überhaupt in der ganzen nachfolgenden Arbeit — innerhalb des Feld-, bezw. Ampèrewindungsdiagramms.

Für dieses einmal gegebene Feld N_2 gilt natürlich — in Bezug auf seine Wirkung als Primärfeld von Motor II — das Bildungsgesetz des Kreisdiagramms Fig. 2, freilich nur für diesen Einzelwert. In

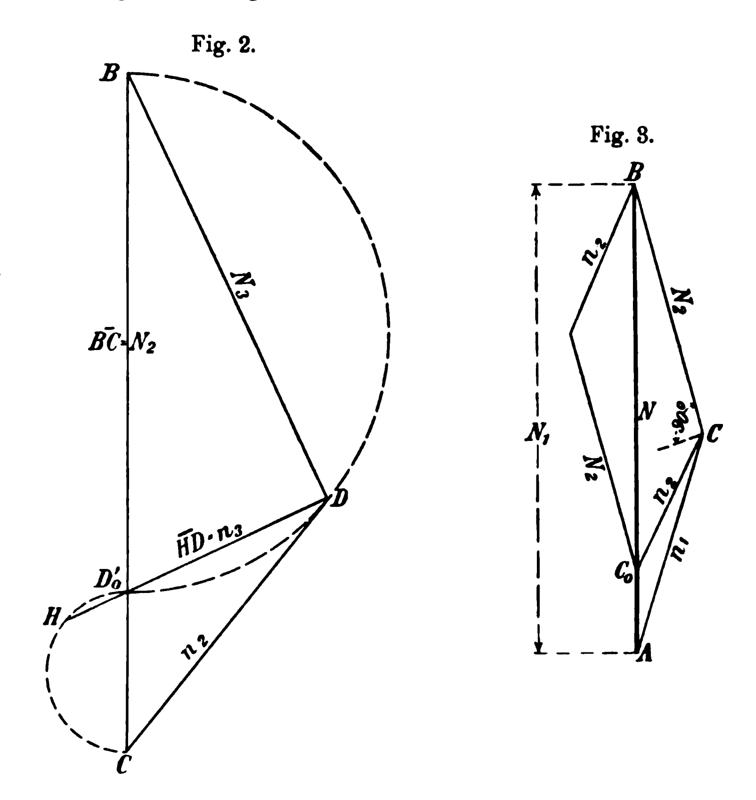


Fig. 2.

Fig. 3.

dieser Figur ist n_2 das dem Strom i_2 entsprechende Streufeld, welches der Grösse und Richtung nach in beiden Rotoren genau gleich sein soll. Subtrahieren wir dieses geometrisch von N_2, so ergibt sich das Statorfeld N_3 von Motor II und die beiden bekannten Heylandschen Kreise ergeben die Strecke

$$\overline{HD} = n_3,$$

welche senkrecht steht auf N_3 und das tertiäre Streufeld n_3 bezw. den tertiären Strom i_3 erzeugen.

$\overline{HD}$ muss ferner im Punkte D_0' von N_2 eine Strecke $\overline{D_0'C}$ abschneiden, welche dem bekannten Streufaktor τ des Motors entspricht, so dass

$$\overline{D_0'C} = \tau\, N_2.$$

Da nun, wie bereits auseinandergesetzt, das Streufeld n_2 in gleicher Grösse und Richtung in Motor I wieder erscheint, so ergibt sich für dessen Primärfeld N_1 die Aufgabe, dieses und das Sekundärfeld N_2 auszubalancieren, es muss also gleich der geometrischen Summe dieser beiden Felder werden.

Fig. 4.

Die Art dieser Zusammensetzung zeigt Fig. 3, an welcher man deutlich erkennt, dass dieses Diagramm von dem eines normalen Motors in charakteristischer Weise dadurch verschieden ist, dass sein Sekundärfeld n_2 nicht mehr senkrecht steht auf N_2, wie es sein müsste, wenn N_2 auf induktionsfreie Widerstände arbeitete, sondern dass n_2 mit einem gewissen Winkel um mehr als 90^0 hinter N_2 zurückbleibt, welcher je nach Belastung variabel sein wird. Auf diese Weise setzt sich N_2 und n_2 zum Felde

$$\overline{C_0B} = N$$

zusammen, zu welchem sich jedoch noch das dem Leerstrom von Motor I entsprechende Leerlaufstreufeld $\overline{AC_0}$ addiert.

Die Entstehung des Gesammtdiagrammes zeigt nun Fig. 4, in welcher Fig. 2 und Fig. 3 vereinigt sind.

$\overline{AB}$ stellt hier wieder das konstante primäre Hauptfeld N_1 dar, welches durch das dem Leerstrom

$$\overline{AC_0} = i_{m_1} = \tau\, N_1$$

entsprechende Leerlaufstreufeld vermindert wird, so dass für Rotor I und den von diesem abhängigen Motor II von vorneherein nur das Feld

$$\overline{C_0 B} = N = (1 - \tau)\ N_1$$

übrig bleibt, welches dasjenige Feld ist, das den Strom i_2 und Ankerfeld N_2 ausbalancieren soll.

Nach ausgeführter geometrischer Subtraktion $N_1 - i_1$, bezw. $N - i_2$ erhält man das Ankerfeld N_2 von Motor I, welches nunmehr im Diagramm von Motor II (siehe Fig. 4) in gleicher Grösse und Richtung wieder erscheint und dort als für diesen Belastungsfall vorhandenes Primärfeld auftritt.

Der gleiche Strom i_2, wie im Rotor von Motor I, tritt aber auch hier auf und ruft in Motor II genau das gleiche Streufeld

$$\overline{CD} = \overline{C_0 C}$$

hervor, das sich von N_2 geometrisch subtrahiert und das Tertiärfeld N_3 übrig lässt.

Der Deutlichkeit wegen ist die Strecke $\overline{BC}$ in Fig. 4 in zwei parallele und gleiche Linien gespalten; an die Linie rechter Hand gliedert sich das Diagramm von Motor II, an die linke das von Motor I.

Motor II folgt natürlich dem Kreisgesetz und dementsprechend ist

$$\overline{D_0' C} = \tau N_2$$

und

$$\overline{D_0' D} \perp N_3,$$

was durch den gestrichelten Kreis angedeutet ist.

Bei Leerlauf wird das Feld N_2 um ein geringes kleiner werden als N, da im Primäranker von Motor I ausser seinem eigenen Magnetisierungsstrom

$$\overline{A C_0} = i_{m_1}$$

noch der Magnetisierungsstrom fliessen muss, welcher das Feld N_2 von Motor II zu magnetisieren hat. Bei Leerlauf erhält daher N_2 den Wert

$$\overline{C_0' B} = N - \overline{C_0 C_0'} = N - i_{m_2}.$$

In gleicher Weise wird bei Leerlauf das Tertiärfeld N_3 um i_{m_2} kleiner werden als N_2 und daher

$$N_3 = \overline{D_0 B} = N - 2\, i_{m_2}.$$

Durch den Punkt D_0' muss natürlich $\overline{C_0' B}$ ebenfalls so geteilt werden, dass

$$\overline{C_0' D_0'} = \tau \,.\, \overline{C_0' B}$$

und wir erkennen, dass

$$\overline{C_0'C} \parallel \overline{D_0'D}$$

sein muss.

Somit liegt das Diagramm für den einzelnen Belastungsfall fest und es ergibt sich die Aufgabe, den geometrischen Ort der beiden Punkte D und C zu bestimmen.

Diese beiden Orte sind — geometrisch gesprochen — durch die Forderung verbunden, dass jeder von C_0 gezogene Strahl $\overline{C_0 D}$ durch den Punkt C halbiert wird:

$$\overline{C_0 C} = \overline{C D} = i_2,$$

und ferner für Leerlauf und Kurzschluss folgende Bedingungen erfüllt sein müssen:

1. Bei Leerlauf fällt Punkt C in C_0, wobei nach obigem

$$\overline{C_0 C_0'} = \overline{C_0' D_0} = i_{m_2} = \tau (N - i_{m_2}),$$

woraus

$$i_{m_2} = \frac{\tau}{1 + \tau} N \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

oder wegen

$$N = (1 - \tau) N_1$$

$$i_{m_2} = \tau \frac{1 - \tau}{1 + \tau} N_1 . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

Hierdurch ist sowohl C_0' wie auch D_0 festgelegt.

2. Bei Kurzschluss folgt aus der Bedingung, dass beide Streufelder i_2 gleich sind und ihre Summe gleich N sein muss, dass durch den geometrischen Ort des Punktes C die Strecke $C_0 B$ halbiert wird. Punkt D wird also in B fallen, Punkt C auf

$$\frac{1}{2} N = \frac{1}{2} (1 - \tau) N_1.$$

Sämtliche Punkte D liegen also auf einer Kurve zwischen D_0 und B, sämtliche Punkte C zwischen C_0' und $\frac{1}{2} (1 - \tau) N_1$, bezw. $\frac{1}{2}$ N.

Es zeigt sich nun, dass beide Kurven Kreise sind: der geometrische Ort für C ist ein Halbkreis über $\overline{C_0' M}$ (Fig. 5), wo C_0' aus Gleichung 1 definiert ist, während M daraus resultiert, dass

$$\overline{C_0 M} = \overline{M B} = \frac{1}{2} N = \frac{1}{2} (1 - \tau) N_1,$$

während der geometrische Ort für D einen Halbkreis über $\overline{D_0 B}$ bildet, wo

$$\overline{D_0 C_0} = 2 i_{m_2} = 2 \tau \frac{1 - \tau}{1 + \tau} N_1.$$

2. Analytischer Beweis der Richtigkeit des Diagramms Fig. 5.

Der Beweis mag analytisch geführt werden im Hinblick darauf, dass die hierbei abzuleitenden Formeln ohnehin für die Handhabung des Diagramms von Vorteil sind.

Wenn Punkt C auf einem Kreise liegt, so muss

$$\sphericalangle C_0' C M = 90^0$$

sein und daher

$$\overline{cC} = i_w$$

die mittlere Proportionale zwischen $\overline{cC_0'}$ und $\overline{cM}$ sein.

Es ist daher zu beweisen, dass

$$i_w^2 = \overline{cC_0'} \cdot \overline{cM}.$$

Da aber

$$\overline{cC_0'} = i_0 - i_{m_2} = i_0 - \frac{\tau}{1+\tau} N$$

$$\overline{cM} = \frac{1}{2} N - i_0,$$

so erhält man als Definitionsgleichung des Kreises für C, deren Beweis zu erbringen ist:

$$i_w^2 = \left(\frac{1}{2} N - i_0\right)\left(i_0 - \frac{\tau}{1+\tau} N\right). \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

Nun haben wir aber (Fig. 5):

$$\begin{aligned} N^2 &= i_2^2 + N_2^2 - 2 i_2 N_2 \cos(i_2, N_2) \\ &= i_2^2 + N_2^2 + 2 i_2 N_2 \cdot \frac{i_0'}{i_2}, \text{ wenn } EC = i_0', \\ &= i_2^2 + N_2^2 + 2 i_0' N_2. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2) \end{aligned}$$

Ferner im rechtwinkligen $\triangle D_0' B D$:

$$i_{w_2}^2 = (N_2 - i_0')(i_0' - \tau N_2) = i_2^2 - i_0'^2,$$

daher

$$i_2^2 = (N_2 i_0' - i_0'^2 - \tau N_2^2 + \tau i_0' N_2) + i_0'^2$$

$$i_2^2 = (1+\tau) N_2 i_0' - \tau N_2^2. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (3)$$

Gleichung 3 in Gleichung 2 eingesetzt, ergibt

$$\begin{aligned} N^2 &= (1+\tau) N_2 i_0' - \tau N_2^2 + N_2^2 + 2 i_0' N_2 \\ &= (3+\tau) N_2 i_0' + (1-\tau) N_2^2 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (4) \end{aligned}$$

Hieraus wird

$$i_0' = \frac{N^2 - (1-\tau) N_2^2}{(3+\tau) N_2};$$

Fig. 5.

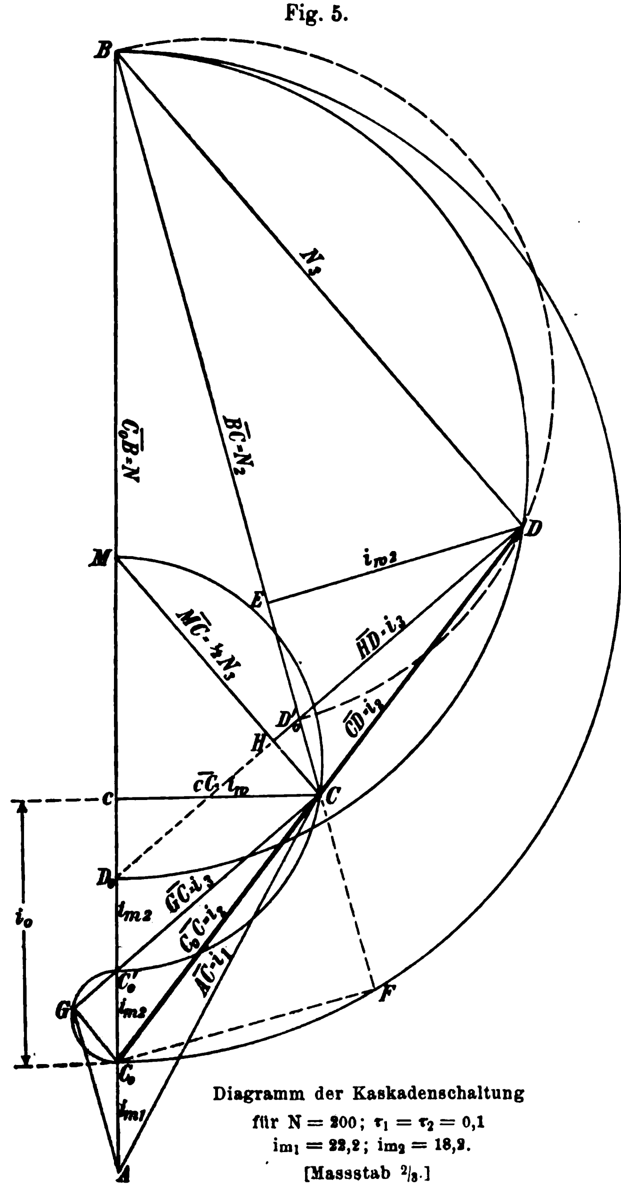


Diagramm der Kaskadenschaltung
für $N = 200$; $\tau_1 = \tau_2 = 0,1$
$im_1 = 22,2$; $im_2 = 18,2$.
[Massstab 2/3.]

dies in Gleichung 2 eingesetzt, gibt

$$i_2{}^2 = N^2 - N_2{}^2 - \frac{2}{3+\tau}\left(N^2 - [1-\tau]\, N_2{}^2\right)$$

$$i_2{}^2 = \frac{1+\tau}{3+\tau}\, N^2 - \frac{1+3\tau}{3+\tau}\, N_2{}^2 \quad \ldots\ldots\ldots \quad (5)$$

Endlich ist noch

$$N_2^2 = i_w^2 + (N - i_0)^2$$

und dies in Gleichung 5 eingesetzt, gibt:

$$i_2^2 = i_w^2 + i_0^2 = \frac{1+\tau}{3+\tau} N^2 - \frac{1+3\tau}{3+\tau} i_w^2 - \frac{1+3\tau}{3+\tau} (N - i_0)^2$$

oder

$$4\frac{1+\tau}{3+\tau} i_w^2 = \frac{1+\tau}{3+\tau} N^2 - \frac{1+3\tau}{3+\tau} N^2 - \frac{1+3\tau}{3+\tau} i_0^2 - i_0^2 + 2\frac{1+3\tau}{3+\tau} i_0 N$$

oder

$$4(1+\tau) i_w^2 = -2\tau N^2 - 4(1+\tau) i_0^2 + 2(1+3\tau) i_0 N$$

endlich

$$i_w^2 = \frac{1}{2(1+\tau)} ([1+3\tau] i_0 N - 2[1+\tau] i_0^2 - \tau N^2) \quad . \quad (6)$$

Diese so gefundene Endgleichung, welche als Grundgleichung für den gesuchten geometrischen Ort von O zu betrachten ist, erweist sich jedoch als genau identisch mit der oben aufgestellten Definitionsgleichung des Kreises über $\overline{C_0' M}$, deren Richtigkeit damit erwiesen ist. Die Identität tritt zu Tage, wenn die beiden Klammerausdrücke von Gleichung 1 ausmultipliziert werden.

3. Verhältnis der Drehmomente.

Aus dem Diagramm Fig. 5 ist nun ersichtlich, dass diese Schaltung derartig wirken muss, dass der zu einem bestimmten Belastungsstrom i_2 gehörende Wattstrom i_w nicht unmittelbar durch Multiplikation mit N das Drehmoment der Anordnung ergibt, wie wir dies vom gewöhnlichen Motor her gewohnt sind, sondern dass ausser dem Drehmoment

$$D_1 = i_w N,$$

welches vom ersten Motor ausgeübt wird, noch ein zweites Drehmoment

$$D_2 = i_3 N_3$$

des zweiten Motors zur Verfügung steht, wenn wir mit i_3 den Sekundärstrom des zweiten Motors, mit N_3 das Sekundärfeld desselben bezeichnen.

Untersuchen wir das Verhältnis dieser beiden Drehmomente, so finden wir aus elementarer Ableitung, dass sie einander gleich sind; — das zu einem bestimmten Wattstrom i_w gehörige Gesamtdrehmoment wird daher verdoppelt.

Diese Thatsache ist insofern kein Widerspruch gegen das Energiegesetz, als ja der mechanische Effekt sich aus dem Produkt Drehmoment mal Tourenzahl ergibt: dem doppelten Drehmoment wird eben die halbe Tourenzahl entsprechen müssen, und wir haben daher schon a priori einen Grund für die Halbierung der Geschwindigkeit, deren nähere Begründung weiter unten behandelt werden wird.

Die Gleichheit der Drehmomente ergibt sich aus folgender Ueberlegung: Das Drehmoment von Motor I ist proportional seinem Rotorfeld N_2, multipliziert mit derjenigen Komponente des Rotorstromes, welche senkrecht auf dem Rotorfeld steht.

Diese Komponente wird in Fig. 5 durch die gestrichelte Linie

$$\overline{C_0 F} \perp N_2$$

dargestellt. Somit erhalten wir als Drehmoment von Motor I

$$D_1 = \overline{C_0 F} \, . \, N_2 .$$

Andererseits ist das Drehmoment von Motor II ebenfalls proportional seinem Sekundärfeld N_3, multipliziert mit dem darauf senkrechten Sekundärstrom i_3, d. h.

$$D_2 = i_3 \, . \, N_3 .$$

Aus der Aehnlichkeit der in Betracht kommenden Dreiecke ist leicht zu erkennen, dass

$$i_3 \, . \, N_3 = i_{w_2} \, . \, N_2 = D_2 .$$

Aus der Kongruenz der Dreiecke $C_0 C F$ und $E C D$ folgt aber

$$i_{w_2} = \overline{C_0 F}$$

und damit

$$\overline{F C_0} \, . \, N_2 = i_{w_2} \, . \, N_2 = D_1 = D_2 .$$

4. Deutung des Diagramms.

Wir brauchen ferner noch das Sekundärfeld N_3 des Motors II; zu dessen Berechnung lesen wir im Diagramm (Fig. 5) aus $\triangle\, C_0 C M$ die Beziehung ab:

$$\left(\frac{1}{2} N_3\right)^2 = i_2{}^2 + \left(\frac{N}{2}\right)^2 - i_2 \, N \, . \cos M C_0 C$$

oder wegen

$$\cos MC_0C = \frac{i_0}{i_2}$$

$$\left(\frac{1}{2} N_3\right)^2 = i_2^2 + \left(\frac{N}{2}\right)^2 - N i_0.$$

Zur Auswertung von $N i_0$ haben wir aber die Grundgleichung:

$$i_w^2 = \left(\frac{N}{2} - i_0\right)\left(i_0 - \frac{\tau}{1+\tau} N\right)$$

$$= \frac{1}{2} N i_0 + \frac{\tau}{1+\tau} N i_0 - i_0^2 - \frac{\tau}{2(1+\tau)} N^2$$

$$\left(\frac{1}{2} + \frac{\tau}{1+\tau}\right) N i_0 = i_w^2 + i_0^2 + \frac{\tau}{2(1+\tau)} N^2$$

oder wegen

$$i_w^2 + i_0^2 = i_2^2:$$

$$\frac{1+3\tau}{2(1+\tau)} N i_0 = i_2^2 + \frac{\tau}{2(1+\tau)} N^2;$$

hieraus

$$N i_0 = \frac{2(1+\tau)}{1+3\tau} i_2^2 + \frac{\tau}{1+3\tau} N^2.$$

Dies eingesetzt in die obige Gleichung für $\left(\frac{1}{2} N_3\right)^2$, gibt

$$\left(\frac{1}{2} N_3\right)^2 = i_2^2 + \left(\frac{N}{2}\right)^2 - \frac{2(1+\tau)}{(1+3\tau)} i_2^2 - \frac{\tau}{1+3\tau} N^2$$

$$= \frac{1-\tau}{4(1+3\tau)} \left(\frac{N}{2}\right)^2 - \left(\frac{1-\tau}{1+3\tau}\right) i_2^2$$

$$= \frac{1-\tau}{1+3\tau} \left(\frac{1}{4} N^2 - i_2^2\right)$$

und endlich

$$N_3^2 = \frac{1-\tau}{1+3\tau} (N^2 - 4 i_2^2). \quad \ldots\ldots \quad (7)$$

Endlich brauchen wir noch den Sekundärstrom i_3 von Motor II. Diesen erhalten wir aus dem Dreieck HDC, da

$$i_3^2 = \overline{HD}^2 = \overline{DC}^2 - \overline{HC}^2.$$

Es ist nun $\overline{DC} = i_2$; andererseits wegen Aehnlichkeit der Dreiecke HD_0C und D_0BD

$$\overline{HC} = \overline{D_0C} \cdot \frac{\overline{BD}}{\overline{D_0B}} = \tau\ N_2 \cdot \frac{N_3}{(1-\tau) N_2}$$

$$= \frac{\tau}{1-\tau} N_3.$$

Wir erhalten daher

$$i_3^2 = i_2^2 - \left(\frac{\tau}{1-\tau}\right)^2 N_3^2;$$

führen wir noch N_3^2 aus Gleichung 7 hier ein, so wird

$$i_3^2 = i_2^2 - \frac{\tau^2}{(1-\tau)(1+3\tau)} N^2 + \frac{4\tau^2}{(1-\tau)(1+3\tau)} i_2^2$$

$$i_3^2 = \frac{1}{(1-\tau)(1+3\tau)} (i_2^2 [1+\tau]^2 - \tau^2 N^2). \quad . \quad . \quad . \quad (8)$$

Zur vollständigen Deutung des Diagramms ist noch der kleine Kreis über $\overline{C_0 C_0'}$ zu betrachten, dessen Benützung dadurch gegeben ist, dass

$$\triangle\ C_0 G C_0' \backsim C_0' C M.$$

Es verhält sich also

$$\overline{GC_0} : \overline{MC} = \overline{C_0 C_0'} : \overline{C_0' M}$$

oder

$$\overline{GC_0} : \frac{1}{2} N_3 = \frac{\tau}{1+\tau} N : \left(\frac{1}{2} N - \frac{\tau}{1+\tau} N\right)$$

$$= \frac{2\tau}{1-\tau},$$

somit

$$\overline{GC_0} = \frac{\tau}{1-\tau} N_3 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (9)$$

Die Strecke $\overline{GC_0}$ stellt uns also den Magnetisierungsstrom des Tertiärfeldes dar, welcher, wie man sieht, bei zunehmender Belastung im gleichen Masse abnimmt, wie N_3 selbst. Bei Leerlauf wird

$$N_3 = \overline{BD_0} = N\left(1 - \frac{2\tau}{1+\tau}\right) = \frac{1-\tau}{1+\tau} N,$$

der Magnetisierungsstrom wird dann aus Gleichung 9

$$\overline{GC_0} = \frac{\tau}{1-\tau} \cdot \frac{1-\tau}{1+\tau} N = \frac{\tau}{1+\tau} N = i_{m_2}.$$

Bei Kurzschluss hingegen wird

$$N_3 = 0,$$

folglich auch

$$\overline{GC_0} = 0.$$

Der auf den Halbkreis über $\overline{C_0 C_0'}$ wandernde Punkt G ist aber gleichzeitig auch der Endpunkt des jeweiligen Magnetisierungsstromes $\overline{AG}$ für das gemeinsame Feld $\overline{BC} = N_2$.

Dies ergibt sich aus der Aehnlichkeit der Dreiecke $A C_0' G$ und $C_0' C B$[1]). $\overline{AG}$ erfüllt daher zunächst die Bedingung, dass es parallel zum Feld N_2 und diesem proportional ist, ausserdem haben wir

$$\overline{AG} : \overline{AC_0'} = N_2 : \overline{C_0'B}$$

oder wegen

$$\overline{AC_0'} = i_{m_1} + i_{m_2} = \frac{\tau}{1-\tau} N + \frac{\tau}{1+\tau} N = \frac{2\tau}{1-\tau^2} N$$

wird

$$\overline{AG} : \frac{2\tau}{1-\tau^2} N = N_2 : \left(N - \frac{\tau}{1+\tau} N\right),$$

hieraus

$$\overline{AG} = \frac{2\tau}{1-\tau^2} (1+\tau) N_2$$

und endlich

$$\overline{AG} = \frac{2\tau}{1-\tau} N_2 . \qquad (10)$$

Betrachten wir auch hier die Grenzfälle, so sehen wir, dass bei Leerlauf, wo

$$N_2 = \overline{C_0'B} = N\left(1 - \frac{\tau}{1+\tau}\right) = \frac{1}{1+\tau} N$$

wird, der gesamte Magnetisierungsstrom den Wert

$$\overline{AG} = \frac{2\tau}{1-\tau} \cdot \frac{1}{1+\tau} N = \frac{2\tau}{1-\tau^2} N = i_{m_1} + i_{m_2}$$

annimmt, während bei Kurzschluss, wo

$$N_2 = \overline{BM} = \frac{1}{2} N$$

wird, der gesamte Magnetisierungsstrom den Wert

$$\overline{AG} = \frac{2\tau}{1-\tau} \cdot \frac{1}{2} N = \frac{\tau}{1-\tau} N = i_{m_1} = \overline{AC_0}$$

erhält.

Hieraus erkennen wir, dass der gesamte Magnetisierungsstrom der Kaskade $i_m = i_{m_1} + i_{m_2}$ bei zunehmender Belastung nicht, wie beim

[1]) Denn es verhält sich

$$\overline{GC_0'} : \overline{C_0'C} = \overline{C_0C_0'} : \overline{C_0'M} = \frac{\tau}{1+\tau} N : \frac{1-\tau}{2(1+\tau)} N = \frac{2\tau}{1-\tau},$$

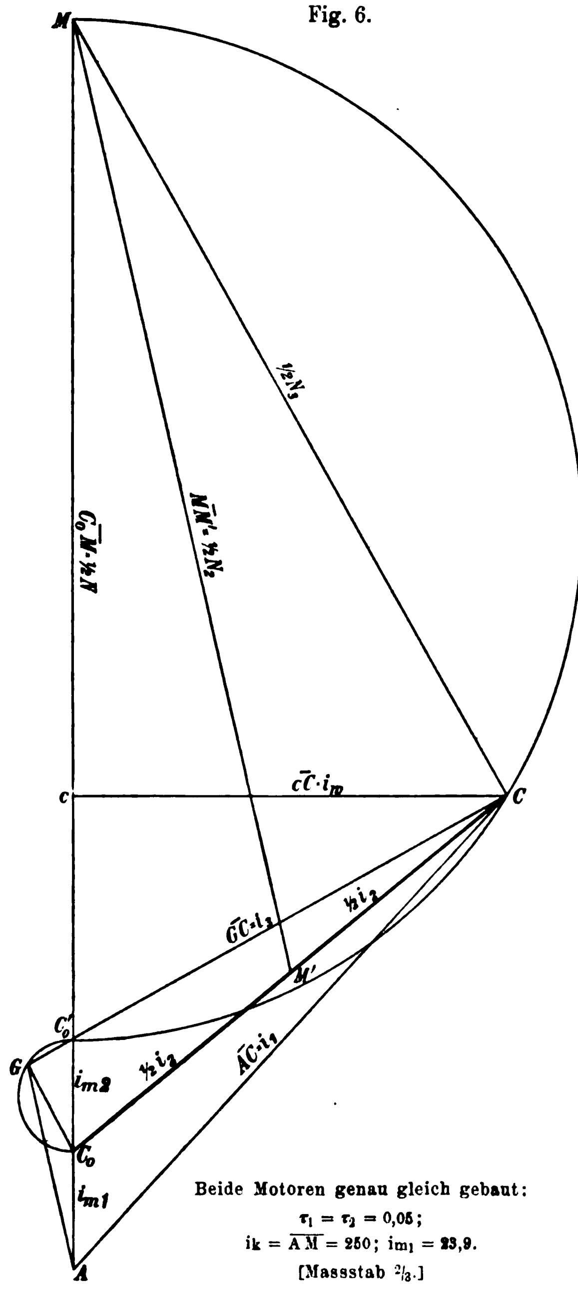
ferner

$$\overline{AC_0'} : \overline{C_0'B} = \frac{2\tau}{1-\tau^2} N : \left(1 - \frac{\tau}{1+\tau}\right) N = \frac{2\tau}{(1-\tau)(1+\tau)} : \frac{1}{1+\tau} = \frac{2\tau}{1-\tau};$$

folglich:

$$\overline{GC_0'} : \overline{C_0'C} = \overline{AC_0'} : \overline{C_0'B}.$$

Fig. 6.



Beide Motoren genau gleich gebaut:
$\tau_1 = \tau_2 = 0{,}05$;
$i_k = \overline{AM} = 250$; $i_{m1} = 23{,}9$.
[Massstab $^2/_3$.]

normalen Motor, verschwindet, sondern bei Kurzschluss noch ungefähr den halben Wert behält.

Gleichzeitig sehen wir aber auch, dass wir die beiden grossen Kreise (Fig. 5) überhaupt nicht mehr brauchen, und dass für alle Betrachtungen, welche man an dem Diagramm anstellen kann, die Strecke $\overline{AM}$ vollständig ausreicht. Das Diagramm der Kaskadenschaltung wird also durch Fig. 6 allein dargestellt und wir erkennen daraus

$\overline{AC_0} = i_{m_1}$ = Magnetisierungsstrom von Motor I,
$\overline{C_0C_0'} = i_{m_2}$ = „ „ „ II,
$\overline{AC_0'} = i_m$ = „ der Kaskade,
$\overline{AM} = i_k$ = Kurzschlussstrom der Kaskade,
$\overline{AC} = i_1$ = Primärstrom von Motor I,
$\overline{C_0C} = i_2$ = „ „ „ II,
$\overline{GC} = i_3$ = Sekundärstrom von Motor II,
$\overline{MC} = \frac{1}{2} N_3$ = Halbes Sekundärfeld von Motor II,
$\overline{Cc} = i_w$ = Wattstrom von Motor I,
$\overline{Ac} = i_0$ = Leerstrom „ „ I,
$\overline{MM'} = \frac{1}{2} N_2$ = Halbes Primärfeld von Motor II,
$\overline{C_0'M} = \frac{1 - \tau}{2(1 + \tau)} N.$

B. Kaskadenschaltung zweier Motoren mit verschiedenen magnetischen Widerständen bei gleicher Windungszahl.

Hier sind drei Fälle zu unterscheiden:

1. die beiden Hauptwiderstände sind gleich: $\rho_1 = \rho_2$, die Streuwiderstände verschieden: $\rho_{s_1} \lessgtr \rho_{s_2}$,

2. die beiden Hauptwiderstände sind verschieden: $\rho_1 \lessgtr \rho_2$, die Streuwiderstände gleich: $\rho_{s_1} = \rho_{s_2}$,

3. die beiden Hauptwiderstände sind verschieden: $\rho_1 \lessgtr \rho_2$, die Streuwiderstände ebenfalls verschieden: $\rho_{s_1} \gtrless \rho_{s_2}$.

Allen drei Fällen ist gemeinsam

$$\tau_1 \lessgtr \tau_2$$

und jeder ist auf seine Eigenschaften, insbesondere auf Ueberlastbarkeit und Leistungsfaktor zu untersuchen.

Erster Fall.

Hauptwiderstände gleich, Streuwiderstände verschieden.

Praktisch ist dieser Fall etwa in der Weise zu denken: dass der eine Motor wenig Nuten pro Pol und Phase besitzt gegenüber dem andern; so wird bei ihm der Wert der sogenannten Zickzackstreuung[1]) wesentlich grösser, der magnetische Widerstand seines Streufeldes also geringer werden. Da jedoch Windungszahl und infolge dessen Dimensionierung bei beiden gleich geblieben ist, so ist auch der Magnetisierungsstrom konstant geblieben. Der Streufaktor τ_2 ist mit anderen Worten dadurch kleiner geworden als τ_1, dass der Leerstrom i_m konstant, der Kurzschlussstrom i_k grösser geraten ist.

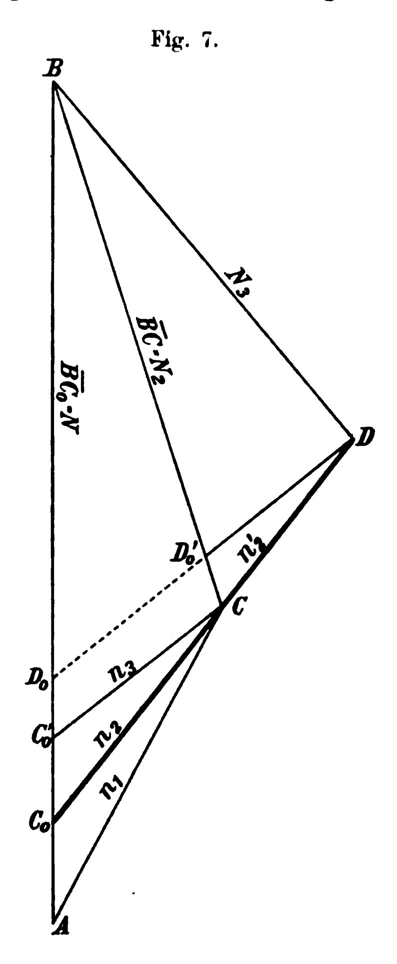


Fig. 7.

Die Bedingung, dass der magnetische Widerstand des Streufeldes von Motor II grösser sein soll als der von Motor I, findet darin ihren Ausdruck, dass der Belastungsstrom i_2, welcher im sekundären Teile von Motor I der gleiche ist wie im primären von Motor II, im ersten Motor ein grösseres Streufeld erzeugt als im zweiten, weil seine magnetisierende Kraft hier einen grösseren Widerstand findet. Nehmen wir an, dass der magnetische Widerstand des Streufeldes in Motor II im Verhältnis $\tau_1 : \tau_2$ grösser geworden ist, so ist ersichtlich, dass die Streufelder n_2 und n_2', welche derselbe Strom i_2 erzeugt (Fig. 7), nicht mehr wie bisher gleich zu setzen sind, sondern dass das Streufeld in Motor II im Verhältnis $\tau_2 : \tau_1$ kleiner wird als im Motor I: wir haben

$$n_2 : n_2' = \tau_1 : \tau_2.$$

[1]) Vgl. hiezu Breslauer, Ztschr. f. El. 1903, Heft 43 u. 47.

Damit ist das Felddiagramm für diesen Fall gegeben und es handelt sich zu seiner Vervollständigung nur noch um die Auffindung des geometrischen Ortes für den Punkt C, welcher gleichzeitig die beiden Bedingungen erfüllt (vergl. S. 152), dass durch ihn alle von C_0 ausgehenden Strahlen $\overline{C_0 D}$ im Verhältnis $n_2 : n_2' = \tau_1 : \tau_2$ geteilt werden und ferner die im Punkte D auf $\overline{BD}$ errichtete Senkrechte $\overline{D_0' D}$ von N_2 eine Strecke $\overline{D_0' C}$ abschneidet, derart dass

$$\overline{D_0' C} = \tau_2 \,.\, \overline{BC} = \tau_2 N_2.$$

Das Streufeld n_2 schrumpft nun bei Leerlauf auf den Wert $\overline{C_0 C_0'}$ zusammen, welcher sich algebraisch von $\overline{BC_0} = N$ subtrahiert, so dass bei Leerlauf für den zweiten Motor ein Feld

$$N_2 = \overline{C_0' B}$$

übrig bleibt.

Aber auch dieses Feld N_2 tritt nicht in voller Stärke in den Sekundäranker des zweiten Motors über, sondern es geht abermals ein Teil

$$\overline{C_0' D_0} = \tau_2 \,.\, \overline{C_0' B}$$

als Leerlaufstreufeld verloren und erst $\overline{BD_0}$ ist das Ankerfeld N_3 bei Leerlauf.

Zur Bestimmung von $\overline{C_0 C_0'}$ haben wir zu beachten, dass der Strom, welcher dieses Streufeld bildet, in Motor I fliesst, also dort jenen Streuwiderstand vorfindet, welcher dem Faktor τ_1 entspricht: wir haben also

$$\overline{C_0 C_0'} = \tau_1 (N - \overline{C_0 C_0'}),$$

oder

$$\overline{C_0 C_0'} = \frac{\tau_1}{1 + \tau_1} N = i_{m_2} = \tau_1 \frac{1 - \tau_1}{1 + \tau_1} N_1 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

und hieraus

$$\overline{C_0' D_0} = \tau_2 \,.\, \overline{C_0' B} = \tau_2 (N - \overline{C_0 C_0'}) = \tau_2 N \left(1 - \frac{\tau_1}{1 + \tau_1}\right)$$

oder

$$\overline{C_0' D_0} = \frac{\tau_2}{1 + \tau_1} N = \tau_2 \frac{1 - \tau_1}{1 + \tau_1} N_1 . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

Dividiert man Gleichung 1 durch Gleichung 2, so erhält man das Verhältnis der beiden Streufelder bei Leerlauf

$$\frac{\overline{C_0' D_0}}{\overline{C_0 C_0'}} = \frac{\tau_2}{\tau_1},$$

was zu erwarten war, da ja auch

$$\frac{\overline{C_0{}'D_0}}{\overline{C_0{}'C_0}} = \frac{n_2{}'}{n_2}$$

sein muss.

Es wird daher $\overline{D_0 D} \parallel \overline{C_0{}'C}$ sein müssen, um letztere Bedingung zu erfüllen, und gleichzeitig wird die Verbindungslinie $\overline{D_0 D}$ auf $\overline{BC}$ ein Stück $\overline{D_0{}'C}$ abschneiden, derart dass

$$\overline{D_0{}'C} : N_2 = \overline{C_0 D_0} : \overline{C_0{}'B},$$

oder

$$\overline{D_0{}'C} = N_2 \cdot \frac{\frac{\tau_2}{1+\tau_1} N}{N - \overline{C_0 C_0{}'}} = N_2 \cdot \frac{\frac{\tau_2}{1+\tau_1} N}{N\left(1 - \frac{\tau_1}{1+\tau_1}\right)}$$

das heisst

$$\overline{D_0{}'C} = \tau_2 N_2.$$

Hieraus ist ersichtlich, dass die oben aufgestellte Bedingung, dass

$$\overline{D_0{}'C} = \tau_2 N_2,$$

darin ihren Ausdruck findet, dass die Verbindungslinien jedes Punktes des geometrischen Ortes für C mit $C_0{}'$ parallel mit $\overline{D_0 D}$ sind, wo D auf der Verlängerung von n_2 eine Strecke

$$n_2{}' = n_2 \cdot \frac{\tau_2}{\tau_1}$$

abschneidet. Hierbei sind die Punkte C_0, $C_0{}'$ und D_0 durch Gleichung 1 und 2 definiert.

Der gesuchte geometrische Ort für C ist abermals ein Kreis, und zwar mit dem Durchmesser $\overline{C_0{}'M'}$ (Fig. 8), wo M' dadurch bestimmt ist, dass

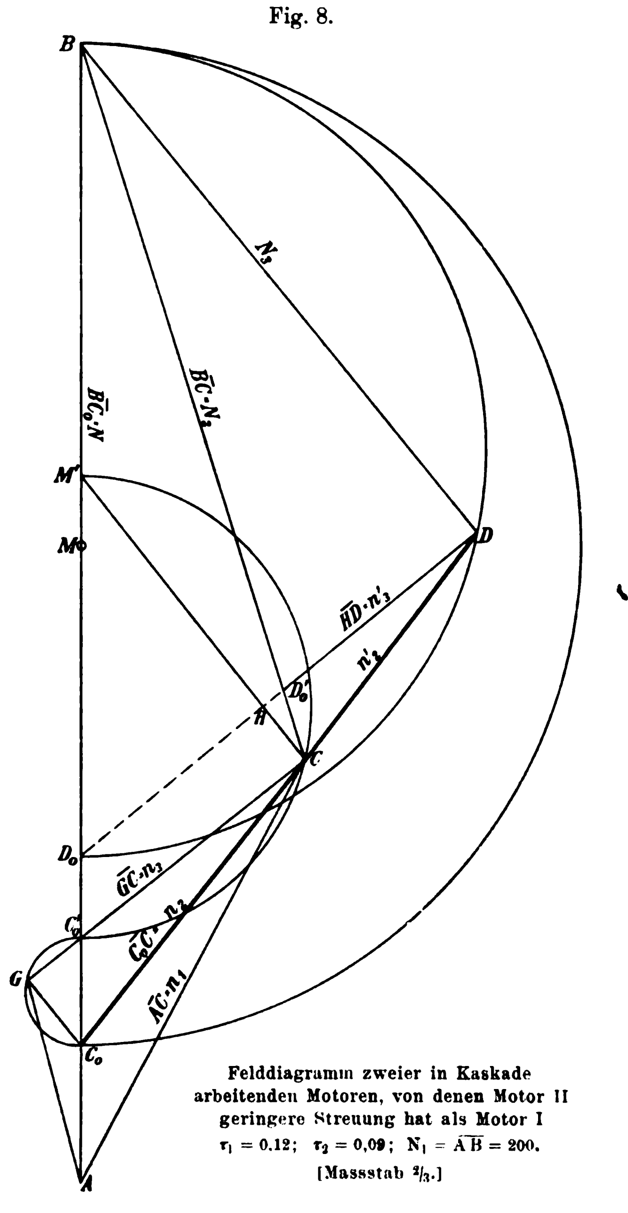
$$\overline{C_0 M'} : \overline{M'B} = \tau_1 : \tau_2.$$

Ebenso ist auch der geometrische Ort für Punkt D ein Kreis über Durchmesser $\overline{D_0 B}$, wo der Punkt D_0 aus Gleichung 2 (S. 164) bestimmt ist.

Die beiden Kreise erfüllen zunächst die Bedingung, dass jede von C_0 aus gezogene Gerade durch sie in zwei Strecken $\overline{C_0 C}$ und $\overline{CD}$ geteilt wird, derart dass

$$\overline{C_0 C} : \overline{CD} = \overline{C_0 C_0{}'} : \overline{C_0{}'D_0} = \overline{C_0 M'} : \overline{M'B} = \tau_1 : \tau_2.$$

Fig. 8.



Felddiagramm zweier in Kaskade arbeitenden Motoren, von denen Motor II geringere Streuung hat als Motor I
$\tau_1 = 0{,}12$; $\tau_2 = 0{,}09$; $N_1 = \overline{AB} = 200$.
[Massstab 2/3.]

Des weiteren ist unmittelbar ersichtlich, dass die beiden Kreise auch die oben abgeleitete Bedingung erfüllen, wonach die Verbindungslinie

$$\overline{D_0 D} \parallel \overline{C_0' C}$$

sein sollte.

Denn es verhält sich

$$\overline{C_0 C_0'} : \overline{C_0' D_0} = n_2 : n_2',$$

dies ist aber nur möglich, wenn in dem Dreieck $C_0 D_0 D$ die Linie

$$\overline{C_0' C} \parallel D_0 D$$

ist.

Somit ist auch die zweite Grundbedingung erfüllt, dass

$$\overline{D_0' C} = \tau_2 \,.\, N_2,$$

und damit das Felddiagramm auch für diesen Fall erledigt.

Das Diagramm ist jedoch in dieser Form nur mit grosser Vorsicht zu verwenden. Wir haben hier nämlich zum ersten Male den — methodologisch — interessanten Fall, dass man nicht ohne weiteres vom Diagramm der Felder oder Kraftlinienzahlen auf das der Stromstärken übergehen kann.

Um dies thun zu können, müssen wir uns erinnern, dass derselbe Sekundärstrom i_2 in Motor I ein anderes Streufeld hervorruft, als in Motor II. Bezeichnen wir den Widerstand des Streufeldes in Motor I mit ρ_s, den in Motor II mit ρ_s', so ist das Streufeld von i_2 in Motor I

$$n_2 = \frac{i_2}{\rho_s}$$

dagegen in Motor II

$$n_2' = \frac{i_2}{\rho_s'}.$$

Derselbe Strom erzeugt also (Fig. 7) verschiedene Streufelder, je nachdem er in Motor I oder Motor II auftritt, und dementsprechend sind alle Stromgrössen, welche im Dreieck BCD, welches die Verhältnisse in Motor II darlegt, auftreten, d. i. n_2' und n_3', mit einem andern Proportionalitätsfaktor zu multiplizieren als n_1, n_2 und n_3 in $\triangle$ ABC, welches Motor I entspricht.

Wählen wir z. B. den Massstab so, dass $n_1 = i_1$ und $n_2 = i_2$, so müssen wir auch die Strecke $\overline{CD} = n_2 = i_2$ machen; wir erkennen dann weiter, dass auch

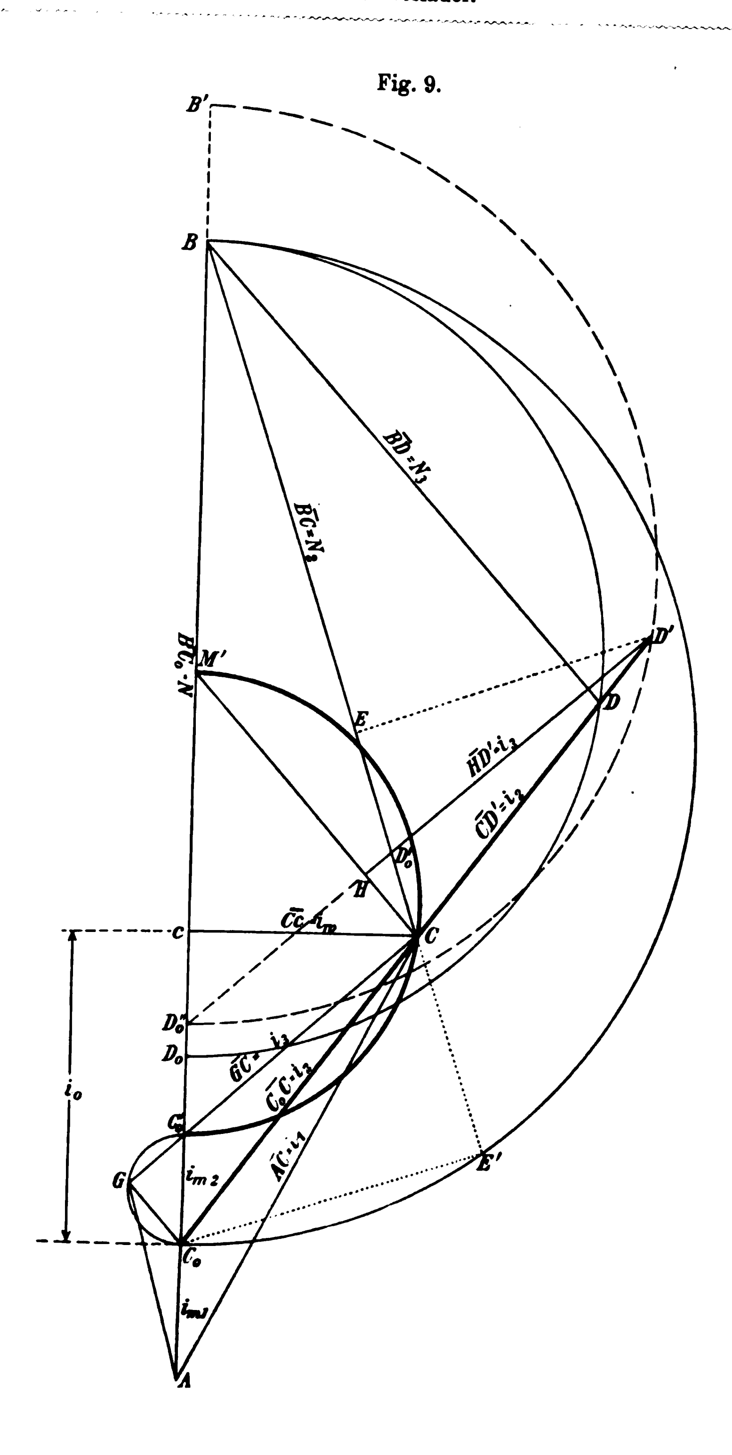
$$\overline{C_0 C_0'} = \overline{C_0' D_0}$$

werden muss und

$$\overline{C_0 M'} = \overline{M' B}.$$

Diesen Bedingungen entspricht das Stromdiagramm Fig. 9, in welchem der gestrichelte Kreis den geometrischen Ort für i_2 darstellt.

Fig. 9.


B'
B
$\overline{BD}=N_3$
$\overline{BC}=N_2$
$\overline{BC_0}=N$
M'
E
D'
D
$\overline{HD'}=i_3$
$\overline{CD'}=i_2$
D_0'
H
c
$\overline{Cc}=i_m$
C
D_0''
D_0
$\overline{GC}=i_3$
$\overline{C_0C}=i_2$
i_0
C_0'
$\overline{AC}=i_1$
G
i_{m2}
E'
C_0
i_{m1}
A

Nun erkennen wir auch die Gleichheit der beiden Drehmomente an der Kongruenz der punktierten Hilfsdreiecke

$$D'EC \cong C_0 E'C,$$

woraus

$$\overline{C_0 E'} = \overline{D'E},$$

und folglich

$$D_1 = \overline{C_0 E'} \,.\, \overline{CB} = D_2 = \overline{D'E} \,.\, \overline{CB}.$$

Wir haben ferner folgende Beziehungen:

$$\overline{AM'} = i_k = N_1 - \frac{\tau_2}{\tau_1 + \tau_2} N = \left(\frac{1}{1-\tau_1} - \frac{\tau_2}{\tau_1 + \tau_2}\right) N \,. \quad (3)$$

$i_k = \frac{1}{1+\alpha} \frac{1+\tau_2}{1-\tau_1} N =$ Kurzschlussstrom beider Motoren in Kaskade,

wenn $\alpha = \frac{\tau_2}{\tau_1}$, woraus

$$N = (1+\alpha) \frac{1-\tau_1}{1+\tau_2} i_k$$

$i_m = i_{m_1} + i_{m_2} = \left(\frac{\tau_1}{1-\tau_1} + \frac{\tau_1}{1+\tau_1}\right) N = \frac{2\tau_1}{1-\tau_1^2} N =$ Leerlaufstrom beider Motoren in Kaskade. . . . . (4)

Hieraus folgt:

$$N_1 = \overline{AB} = \frac{1}{1-\tau_1} N = \frac{1}{1-\tau_1} \frac{(1+\alpha)(1-\tau_1)}{1+\tau_2} i_k = \frac{1+\alpha}{1+\tau_2} i_k$$
$$= \frac{1+\alpha}{1+\alpha\tau_1} i_k \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (5)$$

$$i_{m_1} = \overline{AC_0} = \frac{\tau_1}{1-\tau_1} N = \tau_1 \frac{1+\alpha}{1+\tau_2} i_k \,. \; . \; . \; . \; . \; . \quad (6)$$

$$\overline{C_0 M'} = \frac{\tau_1}{\tau_1+\tau_2} N = \frac{1}{1+\alpha} N = \frac{1-\tau_1}{1+\tau_2} i_k \quad . \; . \quad (7)$$

$$\overline{C_0' M'} = 2\,(i_w)_{max} = \left(\frac{\tau_1}{\tau_1+\tau_2} - \frac{\tau_1}{1+\tau_1}\right) N = \frac{1}{1+\alpha} \frac{1-\tau_2}{1+\tau_1} N$$
$$= \frac{1-\tau_1}{1+\tau_1} \frac{1-\tau_2}{1+\tau_2} i_k . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (8)$$

Unter Benutzung dieser Beziehungen erhalten wir als Grundgleichung des Kreises über $\overline{C_0' M'}$ aus Fig. 8:

$$i_w^2 = (\overline{C_0' M'} - i_0)\,(i_0 - i_{m_2})$$
$$i_w^2 = \left(\frac{1}{1+\alpha} N - i_0\right) \left(i_0 - \frac{\tau_1}{1+\tau_1} N\right) \quad . \; . \; . \; . \quad (9)$$

oder aufgelöst

$$i_w^2 = \frac{1 + \tau_1 (2 + \alpha)}{(1 + \alpha)(1 + \tau_1)} N i_0 - i_0^2 - \frac{1}{1 + \alpha} \frac{\tau_1}{1 + \tau_1} N^2 . \quad . \quad (9a)$$

Hieraus der Sekundärstrom:

$$i_2^2 = \frac{1 + \tau_1 (2 + \alpha)}{(1 + \alpha)(1 + \tau_1)} N i_0 - \frac{1}{1 + \alpha} \frac{\tau_1}{1 + \tau_1} N^2 . \quad . \quad . \quad (10)$$

Wir brauchen ferner das Sekundärfeld N_2 des Motors I, welches gleichzeitig Primärfeld von Motor II ist, und haben hierfür:

$$N_2^2 = i_w^2 + (N - i_0)^2 = i_w^2 + N^2 + i_0^2 - 2 N i_0$$
$$= i_2^2 + N^2 - 2 N i_0 .$$

Hierin den Wert für i_2^2 aus Gleichung 10 eingesetzt, gibt

$$N_2^2 = \left(\frac{1 + \tau_1 (2 + \alpha)}{(1 + \alpha)(1 + \tau_1)} - 2\right) N i_0 + \left(1 - \frac{1}{1 + \alpha} \frac{\tau_1}{1 + \tau_1}\right) N^2$$

oder

$$N_2^2 = \frac{1 + \alpha (1 + \tau_1)}{(1 + \alpha)(1 + \tau_1)} N^2 - \frac{1 + \alpha (2 + \tau_1)}{(1 + \alpha)(1 + \tau_1)} N i_0 . \quad . \quad . \quad . \quad (11)$$

Weiter ist noch von Wert, das Tertiärfeld N_3 analytisch zu kennen: hierfür haben wir

$$\overline{M'C} : N_3 = \overline{C_0 M'} : \overline{C_0 B}$$

$$\overline{M'C} = N_3 . \frac{\frac{1}{1 + \alpha} . N}{N} = \frac{1}{1 + \alpha} N_3 ; \quad . \quad . \quad . \quad (12)$$

ferner

$$\overline{M'C}^2 = i_w^2 + \overline{M'c}^2 = i_w^2 + \left(\frac{1}{1 + \alpha} N - i_0\right)^2$$

$$= i_w^2 + i_0^2 + \frac{1}{(1 + \alpha)^2} N^2 - \frac{2}{1 + \alpha} i_0 N$$

$$= \left(\frac{1 + \tau_1 (2 + \alpha)}{(1 + \alpha)(1 + \tau_1)} - \frac{2}{1 + \alpha}\right) N i_0 - \left(\frac{1}{1 + \alpha} \cdot \frac{\tau_1}{1 + \tau_1} - \frac{1}{(1 + \alpha)^2}\right) N^2$$

$$= \frac{2\alpha - 1}{(1 + \alpha)(1 + \tau_1)} N i_0 - \frac{1 - \alpha \tau_1}{(1 + \alpha)^2 (1 + \tau_1)} N^2 . \quad . \quad . \quad (13)$$

Hierin der Wert für $\overline{M'C}$ aus Gleichung 12 eingesetzt, gibt

$$N_3^2 = \frac{(1 + \alpha)(2\alpha - 1)}{1 + \tau_1} N i_0 - \frac{1 - \alpha \tau_1}{1 + \tau_1} N^2 . \quad . \quad . \quad (14)$$

Endlich ist noch der Tertiärstrom

$$i_3 = \overline{GC} = \overline{HD'}$$

zu bestimmen. Hierfür haben wir im $\triangle C_0'CM'$ die Beziehung

$$\overline{C_0'C}^2 = \overline{C_0'M'}^2 - \overline{M'C}^2$$

oder unter Zuhilfenahme von Gleichung 8 und 12

$$\overline{C_0'C}^2 = \left(\frac{1}{1+\alpha}\,\frac{1-\alpha\tau_1}{1+\tau_1}\right)^2 N^2 - \frac{2\alpha-1}{(1+\alpha)(1+\tau_1)} N i_0 + \frac{1-\alpha\tau_1}{(1+\alpha)^2(1+\tau_1)} N^2$$

$$= \frac{1-\alpha\tau_1}{(1+\alpha)^2(1+\tau_1)^2}(1-\alpha\tau_1+1+\tau_1)N^2 - \frac{2\alpha-1}{(1+\alpha)(1+\tau_1)} N i_0$$

$$= \frac{(1-\alpha\tau_1)(2+[1-\alpha]\tau_1)}{(1+\alpha)^2(1+\tau_1)^2} N^2 - \frac{2\alpha-1}{(1+\alpha)(1+\tau_1)} N i_0.$$

Nun verhält sich aber wegen der Aehnlichkeit der Dreiecke $GC_0'C_0$ und $C_0'CM'$

$$\overline{C_0'C} : i_3 = \overline{C_0'M'} : \overline{C_0M'}$$

$$= \frac{1}{1+\alpha}\,\frac{1-\alpha\tau_1}{1+\tau_1} : \frac{1}{1+\alpha} = \frac{1-\alpha\tau_1}{1+\tau_1},$$

somit

$$i_3 = \frac{1+\tau_1}{1-\alpha\tau_1}\,\overline{C_0'C}.$$

Dies in den obigen Ausdruck für $\overline{C_0'C}$ eingesetzt, gibt:

$$i_3^2 = \frac{2+(1-\alpha)\tau_1}{(1+\alpha)^2(1-\alpha\tau_1)} N^2 - \frac{(2\alpha-1)(1+\tau_1)}{(1+\alpha)(1-\alpha\tau_1)^2} N i_0. \quad (15)$$

Aus all diesen Ableitungen erkennen wir wieder, dass alle Beziehungen, welche wir brauchen, ohne Zuhilfenahme der drei grossen Kreise von Fig. 8, allein durch den stark ausgezogenen kleinen Kreis über $\overline{C_0'M'}$ dargestellt werden. Die vereinfachte Fig. 10 gibt uns daher alles Notwendige. Gegebene Grössen sind uns darin durch Messung oder Rechnung die Strecken

$$\overline{AC_0'} = i_m = i_{m_1} + i_{m_2} = \text{Leerlaufstrom der Kaskade},$$

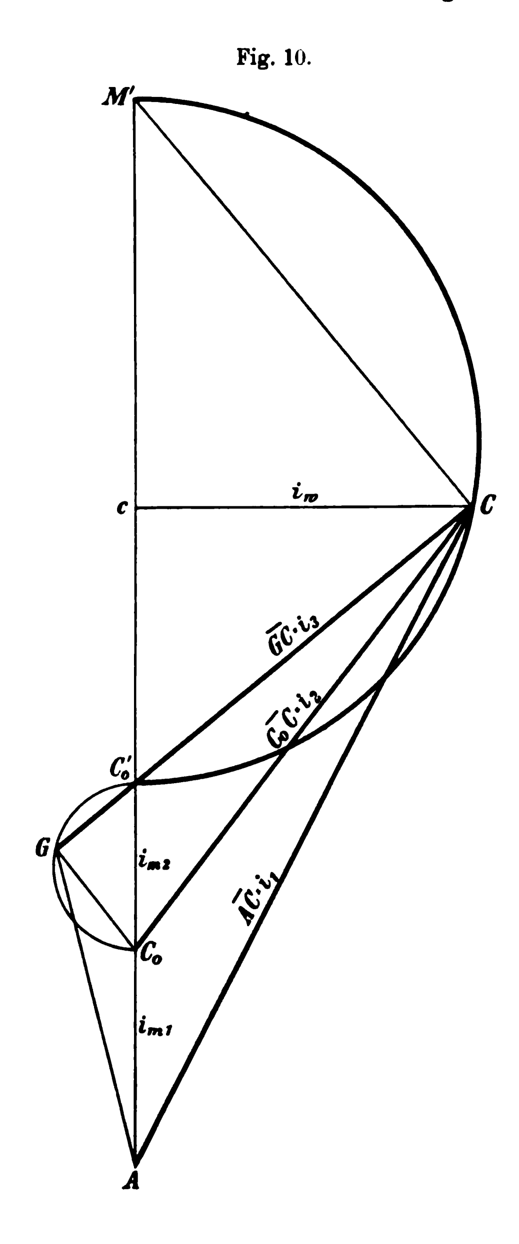
$$\overline{AM'} = i_k = \frac{1}{1+\alpha}\,\frac{1+\alpha\tau_1}{1-\tau_1} N = \text{Kurzschlussstrom der Kaskade}.$$

Wieder ist $i_w = \overline{cC}$ das Mass für die Energieaufnahme der Kaskade, welche dargestellt wird durch

$$L_I = e\,i_w.$$

Diese verteilt sich auf die beiden Motoren, — doch so, dass die Drehmomente unter allen Umständen einander gleich bleiben. Nun

Fig. 10.



gehört aber zu demselben Wattstrom i_w immer auch das gleiche Drehmoment D in jedem Motor, mag derselbe normal oder in Kaskade

geschaltet sein; da aber allgemein die Leistung des normal geschalteten Motors

$$L = D n,$$

wo n die Tourenzahl, andererseits die Leistung der Kaskade

$$L = D_1 n_1 + D_2 n_2 = D (n_1 + n_2),$$

so muss

$$n = n_1 + n_2$$

werden, d. h. die Summe der Geschwindigkeiten der in Kaskade geschalteten Motoren muss immer gleich der Geschwindigkeit des normal geschalteten Motors sein.

In diesem Falle genügt es jedoch nicht bloss, wie vorher, wo $\tau_1 = \tau_2$ angenommen war, den gesamten Leerstrom der Kaskade $i_m = i_{m_1} + i_{m_2}$, sowie den Kurzschlussstrom i_k der Kaskade zu messen, sondern wir brauchen noch das Verhältnis $\frac{\tau_2}{\tau_1} = \alpha$ der beiden Streufaktoren. Es muss mindestens noch einer der beiden Kurzschlussströme bei normal geschaltetem Motor, z. B. N_1 (im Strommassstab) und der zugehörige Magnetisierungsstrom i_{m_1} gemessen sein. Dann ist gegeben:

$$i_m, \; i_{m_1}, \; i_k, \; N_1.$$

Hieraus geht α durch folgende Beziehungen hervor:

$$i_{m_1} = \tau_1 N_1,$$

daher

$$\tau_1 = \frac{i_{m_1}}{N_1};$$

ferner wegen Gleichung 6

$$i_{m_1} = \tau_1 \frac{1 + \alpha}{1 + \alpha \tau_1} i_k,$$

daher

$$\tau_1 N_1 = \tau_1 \frac{1 + \alpha}{1 + \alpha \tau_1} i_k$$

oder

$$N_1 (1 + \alpha \tau_1) = (1 + \alpha) i_k$$

oder

$$N_1 + \alpha \frac{i_{m_1}}{N_1} N_1 = i_k + \alpha i_k$$

$$\alpha (i_{m_1} - i_k) = i_k - N_1$$

$$\alpha = \frac{i_k - N_1}{i_{m_1} - i_k}$$

oder

$$\alpha = \frac{N_1 - i_k}{i_k - i_{m_1}}.$$

Durch die drei Grössen τ_1, α und i_k sind alle Beziehungen festgelegt; es ist

$$N = (1 + \alpha) \frac{1 - \tau_1}{1 + \alpha \tau_1} i_k$$

$$i_{m_2} = i_m - i_{m_1}$$

und der maximale Wattstrom

$$2 \bar{i}_w = \frac{1 - \tau_1}{1 + \tau_1} \cdot \frac{1 - \alpha \tau_1}{1 + \alpha \tau_1} i_k.$$

Ueber diese weitaus wichtigste Grösse, welche die maximale Zugkraft der Kaskade darstellt, in ihrer Abhängigkeit vom sekundären Streufaktor bezw. von der Grösse α gewinnt man durch Fig. 11 ein besonders deutliches Bild. Der kleinste Kreis zeigt das Verhalten bei Gleichheit der beiden Streuwiderstände, während die mehr und mehr wachsenden Durchmesser den Einfluss verringerter Streuung im zweiten Motor darstellen. Wird der Streuwiderstand im letzteren unendlich gross — immer noch unter Annahme, dass der magnetische Widerstand des Hauptfeldes konstant geblieben ist —, so fällt Punkt M mit B zusammen und die Kaskade hat dann einen Gesamtstreufaktor, der etwas weniger als doppelt so gross ist gegenüber der von Motor I, da

$$i_m = i_{m_1} + i_{m_2} = \frac{2 \tau_1}{1 + \tau_1} N_1$$

gegenüber

$$i_{m_1} = \tau_1 N_1,$$

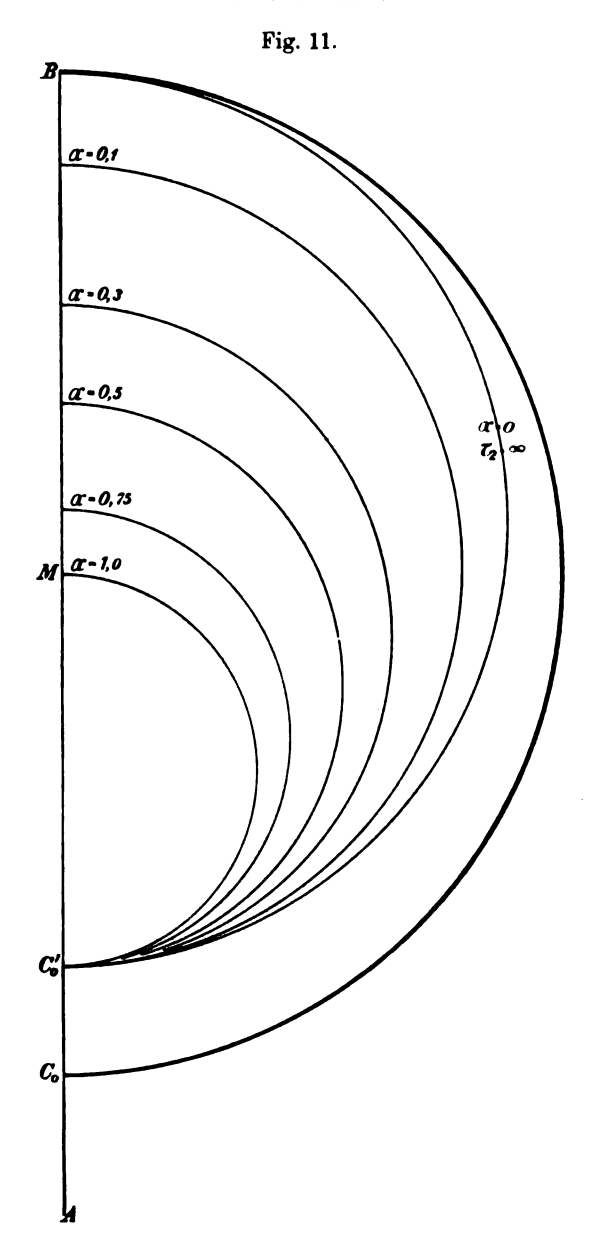
während im ersten Fall $\tau_1 = \tau_2$, der resultierende scheinbare Streufaktor vervierfacht wurde [1]).

An Hand dieser Resultate lässt sich die Frage beantworten, welche Anordnung die günstigere wäre, falls man zwei Motoren hat, deren Untersuchung verschieden grosse Streuung ergab bei gleichem magnetischen Hauptwiderstand, — ob der Motor mit kleinem τ als Motor II zu verwenden ist oder umgekehrt.

---

[1]) Dies ist der Spezialfall des Einphaseninduktionsmotors, dessen Verhalten hieraus in einfachster Weise hergeleitet werden kann, worauf ich an anderer Stelle zurückkommen werde.

Fig. 11.



Um dies zu entscheiden, hatten wir auf S. 169, Gleichung 8 die Beziehung

$$2 i_w = \frac{1}{1+\alpha} \frac{1-\alpha\tau_1}{1+\tau_1} N$$

oder da

$$N = \frac{1 - \tau_1}{\tau_1} i_{m_1},$$

und wegen

$$\alpha = \frac{\tau_2}{\tau_1},$$

wird

$$2\overline{i_w} = \frac{\tau_1}{\tau_2 + \tau_1} \frac{1 - \tau_2}{1 + \tau_1} \frac{1 - \tau_1}{\tau_1} i_{m_1} = \frac{(1 - \tau_2)(1 - \tau_1)}{(\tau_1 + \tau_2)(1 + \tau_1)} i_{m_1}. \quad (16)$$

In diesem Ausdruck sehen wir, dass überall, ohne Wertänderung hervorzurufen, τ_2 und τ_1 vertauschbar sind ausser in dem Klammerausdruck: $1 + \tau_1$.

Vertauschen wir also die beiden Motoren, so ist, da i_{m_1} in beiden Fällen gleich bleibt wegen Gleichheit der magnetischen Hauptwiderstände, die maximale Energieaufnahmefähigkeit umgekehrt proportional mit $1 + \tau_1$. Es wird also von Vorteil sein, den Motor mit kleinerem Streufaktor als Motor I zu benutzen, trotz der verhältnismässig stärkeren Verkleinerung des charakteristischen Kreises im Vergleich zum Kreis des Primärmotors. Die Differenz kann übrigens nie bedeutend werden.

Zweiter Fall.

Hauptwiderstände verschieden, Streuwiderstände gleich.

Praktisch ist dieser Fall dann gegeben, wenn z. B. die beiden Luftspalte etwas abweichen. Die Kurzschlussströme bleiben dann trotzdem in weiten Grenzen konstant[1]), während die Leerströme verschieden werden.

Gehen wir nun zu diesem entgegengesetzten Grenzfall über, d. h. dass die magnetischen Widerstände der beiden Hauptfelder ρ verschieden, die der beiden Streufelder ρ_s jedoch gleich sind, so erkennen wir, dass die Ueberlegungen, welche auf S. 150 ff. zum Felddiagramm Fig. 5 geführt haben, auch hier Geltung behalten müssen.

Die Gleichheit der magnetischen Streuwiderstände hat zur Folge, dass die durch den Belastungsstrom i_2 gebildeten Streufelder n_2 in allen Belastungswerten, also auch bei Leerlauf und Kurzschluss, einander gleich sein müssen. Dies führt bei Kurzschluss (Fig. 8) wieder auf die Halbierung von $N = \overline{C_0 B}$ also

$$\overline{C_0 M'} = \overline{M' B} = \frac{1}{2} N.$$

[1]) Vgl. Breslauer, Ztschr. f. El. 1903, Heft 3.

Bei Leerlauf ist die Lage von C_0' so zu bestimmen, dass wieder der Magnetisierungstrom von Motor II in diesem das gleiche Streufeld $\tau_2 N_2$ erzeugt, wie in Motor I, d. h.

$$\overline{C_0 C_0'} = \overline{C_0' D_0} = \tau_2 N_2 = \tau_2 (N - \tau_2 N_2),$$

woraus

$$N_2 (1 + \tau_2) = N$$

oder

$$N_2 = \frac{1}{1 + \tau_2} N,$$

folglich

$$\overline{C_0 C_0'} = \overline{C_0' D_0} = \frac{\tau_2}{1 + \tau_2} N = \frac{\alpha \tau_1}{1 + \alpha \tau_1} N,$$

wenn wieder $\alpha = \frac{\tau_2}{\tau_1}$ gesetzt wird.

Wir erkennen, dass der so gefundene Punkt C_0' gegenüber dem zuletzt besprochenen Fall gleicher magnetischer Hauptwiderstände dadurch verschieden ist, dass, wenn $\tau_2 < \tau_1$ die Strecke $C_0 C_0'$ ebenfalls kleiner wird. Während vorher Gleichung 1, S. 164

$$\overline{C_0 C_0'} = \frac{\tau_1}{1 + \tau_1} N$$

gewesen war, wird jetzt

$$\overline{C_0 C_0'} = \frac{\alpha \tau_1}{1 + \alpha \tau_1} N \quad \ldots \ldots \ldots \quad (17)$$

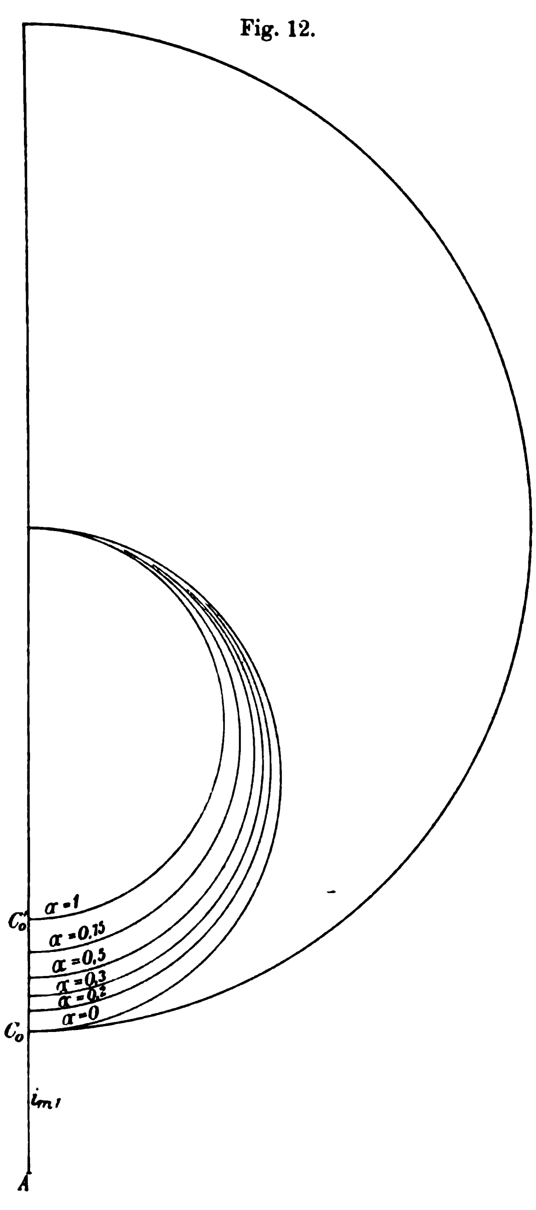
Das Verhältnis wird also

$$\alpha \cdot \frac{1 + \tau_1}{1 + \alpha \tau_1}.$$

Natürlich bilden alle Zwischenpunkte wieder einen Kreis, was aus den bisherigen Auseinandersetzungen ohne weiteres hervorgeht, und die Wirkung einer Verkleinerung von τ_2 gegenüber τ_1 erkennen wir aus Fig. 12.

Charakteristisch bei Vergleichung von Fig. 11 mit Fig. 12 ist die Thatsache, dass die Verkleinerung des Hauptwiderstandes bei weitem nicht den Einfluss auf die Ueberlastbarkeit auszuüben vermag wie die Vergrösserung des Streuwiderstandes. In Fig. 11 erreichten wir im Grenzfall $\tau_2 = \infty$ fast eine Verdoppelung des maximalen Drehmomentes, in Fig. 11 sehen wir, dass das maximale Drehmoment der Kaskade höchstens gleich dem normalen Drehmoment des Motors I werden kann.

Fig. 12.



Wir erhalten in unserm vorliegenden Falle

$$2\,\overline{i_w} = \frac{1}{2}\,N - \overline{C_0 C_0'} = N\left(\frac{1}{2} - \frac{\alpha\tau_1}{1 + \alpha\tau_1}\right)$$

oder

$$2\,\overline{i_w} = \frac{1}{2}\,\frac{1 - \alpha\tau_1}{1 + \alpha\tau_1}\,N \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \qquad (18)$$

Wieder ist die Frage von Interesse, welcher der beiden Motoren am vorteilhaftesten direkt ans Netz anzuschliessen ist. Wir erhalten aus Gleichung 18 unter Einsetzung von

$$N = \frac{1 + \alpha \tau_1}{\alpha \tau_1} \dot{i}_{m_1}$$

die Beziehung

$$2\overline{i_w} = \frac{1}{2} \frac{1 - \alpha \tau_1}{\alpha \tau_1} \dot{i}_{m_1} = \frac{1}{2} \frac{1 - \tau_2}{\tau_2} \dot{i}_{m_1};$$

vertauschen wir die beiden Motoren, so wird

$$2\overline{i_w'} = \frac{1}{2} \frac{1 - \tau_1}{\tau_1} \alpha \dot{i}_{m_1}.$$

Wir erhalten also als Verhältnis der Kippmomente

$$\frac{2\overline{i_w}}{2\overline{i_w'}} = \frac{1 - \alpha \tau_1}{1 - \tau_1} \frac{1}{\alpha^2} = \frac{1 - \tau_2}{1 - \tau_1} \frac{\tau_1^2}{\tau_2^2}.$$

Dieser Ausdruck zeigt im Gegensatze zu Früherem, dass umgekehrt wesentliche Vorteile erzielt werden, wenn der Motor mit schlechterem Streufaktor ans Netz geschaltet wird. Die Differenz in der Ueberlastungsfähigkeit kann sogar sehr bedeutend werden: ist z. B., wie in unserm Zeichnungsbeispiele, $\tau_1 = 0{,}12$, $\tau_2 = 0{,}09$, so wird das Verhältnis der Kippmomente:

$$\frac{2\overline{i_w}}{2\overline{i_w'}} = 1{,}84,$$

d. h. fast doppelt so gross.

Dritter Fall.

Hauptwiderstände verschieden, Streuwiderstände verschieden.

Alle übrigen Fälle liegen nun zwischen diesen beiden und der allgemeinste Fall ist der, wo sowohl Haupt- als auch Streuwiderstand der beiden Motoren von einander abweichen: d. h.

$$\rho' = a \rho$$
$$\rho_s' = b \rho_s'.$$

Im allgemeinen wird also

$$n_2 \lessgtr n_2'$$

und daher wird unter allen Umständen das Felddiagramm Fig. 8 Geltung behalten; die Umdeutung desselben auf Strommassstab wird jedoch gegenüber Fig. 9 geändert werden müssen.

Es wird jetzt bedeuten:

ρ_1 = magnetischer Widerstand des Hauptfeldes von Motor I
ρ_2 = „ „ „ „ „ „ II
ρ_{s1} = Streuwiderstand von Motor I
ρ_{s2} = „ „ „ II
$\tau_1 = \frac{\rho_1}{\rho_{s1}}$ = Streufaktor von Motor I
$\tau_2 = \frac{\rho_2}{\rho_{s2}}$ = „ „ „ II, wobei jetzt ganz im allgemeinen

$$\rho_1 \lesseqgtr \rho_2,$$
$$\rho_{s1} \lesseqgtr \rho_{s2},$$
$$\tau_1 \gtreqless \tau_2.$$

Das Stromdiagramm lässt sich sofort entwerfen, sobald alle Punkte auf der Linie $\overline{AB}$, d. h. die Strecken $\overline{AC_0}$, $\overline{C_0C_0'}$, $\overline{C_0'D_0}$, $\overline{C_0'M'}$ und $\overline{AB}$ selbst festgelegt sind.

Strom- bezw. Ampèrewindungszahl und Feldstärke sind aber durch das allgemeine Grundgesetz des magnetischen Kreises verbunden.

$$\text{Kraftlinienzahl} = \frac{\text{Ampèrewindungszahl}}{\text{Magnet. Widerstand}}.$$

Dementsprechend werden alle Streufelder, das sind $\overline{AC_0}$, $\overline{C_0C_0'}$ und $\overline{C_0'D_0}$, sich aus der Beziehung

$$\frac{\text{Magnetisierungsstrom}}{\text{Streuwiderstand}}$$

ergeben, während die Hauptfelder $\overline{AB} = N_1$, $\overline{C_0B} = N$, $\overline{C_0'B} = N_2$ (bei Leerlauf) und $\overline{D_0B} = N_3$ (bei Leerlauf) sich ergeben aus

$$\frac{\text{Magnetisierungsstrom}}{\text{Widerstand des Hauptfeldes}}.$$

Wir erhalten daher:

$$\overline{AC_0} = \tau_1 N_1 = \frac{i_{m1}}{\rho_{s1}}; \quad \ldots \ldots \quad (18a)$$

ferner

$$\overline{C_0C'} = \frac{i_{m2}}{\rho_{s1}}, \quad \ldots \ldots \ldots \quad (19)$$

denn $\overline{C_0C'}$ ist dasjenige Streufeld, welches in Motor I durch das Vorhandensein des Magnetisierungsstromes von Motor II bei Leerlauf erzeugt wird, während $\overline{C_0'D_0}$ dasjenige Streufeld ist, welches zwar



durch denselben Magnetisierungsstrom i_{m_2} erzeugt wird, wie vorher $\overline{C_0 C_0'}$, jedoch in einem andern Widerstande, nämlich im Streuwiderstande von Motor II, daher

$$\overline{C_0' D_0} = \frac{i_{m_2}}{\rho_{s_2}}.$$

Gleichzeitig wissen wir, dass $\overline{C_0' D_0}$ das zum Sekundärfeld N_2 gehörige Streufeld sein muss, oder da

$$N_2 = N - \overline{C_0 C_0'},$$

wird

$$\overline{C_0' D_0} = \tau_2 N - \tau_2 \overline{C_0 C_0'} = \tau_2 (1-\tau_1) \frac{i_{m_1}}{\rho_1} - \tau_2 \overline{C_0 C_0'}.$$

Nun verhält sich aber

$$\overline{C_0 C_0'} : \overline{C_0' D_0} = \frac{i_{m_2}}{\rho_{s_1}} : \frac{i_{m_2}}{\rho_{s_2}} = \frac{\rho_{s_2}}{\rho_{s_1}}$$

oder

$$\overline{C_0 C_0'} = \frac{\rho_{s_2}}{\rho_{s_1}} \cdot \overline{C_0' D_0}.$$

Dies oben eingesetzt, ergiebt

$$\overline{C_0' D_0} = \tau_2 (1-\tau_1) \frac{i_{m_1}}{\rho_1} - \tau_2 \frac{\rho_{s_2}}{\rho_{s_1}} \overline{C_0' D_0} = \tau_2 (1-\tau_1) \frac{i_{m_1}}{\rho_1} - \frac{\rho_2}{\rho_{s_1}} \overline{C_0' D_0}$$

$$\overline{C_0' D_0} = \frac{\tau_2 (1-\tau_1)}{1 + \frac{\rho_2}{\rho_{s_1}}} \frac{i_{m_1}}{\rho_1} = \frac{\tau_2}{\tau_1} \frac{1-\tau_1}{\rho_{s_1} + \rho_2} i_{m_1}$$

$$\overline{C_0' D_0} = \frac{\rho_{s_1} - \rho_1}{\rho_{s_1} + \rho_2} \tau_2 \frac{i_{m_1}}{\rho_1}, \quad \ldots \ldots \quad (20)$$

und hieraus wegen

$$\overline{C_0' D_0} = \frac{i_{m_2}}{\rho_{s_2}} = \frac{\rho_{s_1} - \rho_1}{\rho_{s_1} + \rho_2} \tau_2 \frac{i_{m_1}}{\rho_1}$$

$$i_{m_2} = \frac{\rho_{s_1} - \rho_1}{\rho_{s_1} + \rho_2} \frac{\rho_2}{\rho_1} i_{m_1} \quad \ldots \ldots \quad (21)$$

Damit sind die Punkte A, C_0, C_0', D_0'' bereits festgelegt. Die Strecke $\overline{AB}$ gewinnen wir aus

$$\overline{AB} = N_1 = \frac{i_{m_1}}{\rho_1}$$

und den Punkt M' daraus, dass die Strecke

$$\overline{C_0 B} = N$$

durch ihn im Verhältnis

$$\overline{C_0 M'} : \overline{M' B} = \rho_{s_2} : \rho_{s_1}$$

geteilt werden muss.

Hieraus ergibt sich, dass

$$\overline{C_0 M'} = \frac{\rho_{s_2}}{\rho_{s_1}} \overline{M'B} = \frac{\rho_{s_2}}{\rho_{s_1}} N - \frac{\rho_{s_2}}{\rho_{s_1}} \overline{C_0 M'}$$

und

$$\overline{C_0 M'} = \frac{1}{1 + \frac{\rho_{s_2}}{\rho_{s_1}}} \frac{\rho_{s_2}}{\rho_{s_1}} N = \frac{\rho_{s_2}}{\rho_{s_1} + \rho_{s_2}} N = \frac{\rho_{s_2}}{\rho_{s_1} + \rho_{s_2}} (1 - \tau_1) N_1 \quad . \quad (22)$$

oder

$$\overline{AM'} = \overline{C_0 M'} + \overline{AC_0} = \left(\frac{\rho_{s_2}}{\rho_{s_1} + \rho_{s_2}} (1 - \tau_1) + \tau_1 \right) N_1$$

$$= \left(\frac{\rho_{s_2}}{\rho_{s_1} + \rho_{\varepsilon_2}} - \tau_1 \frac{\rho_{s_2} - \rho_{s_1} - \rho_{s_2}}{\rho_{s_1} + \rho_{s_2}} \right) N_1$$

$$= \frac{\rho_{s_2} + \rho_1}{\rho_{s_1} + \rho_{s_2}} \frac{i_{m_1}}{\rho_1} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (23)$$

Die wichtigste Grösse, den Durchmesser des charakteristischen Kreises, aus welchem das maximale Drehmoment folgt, erhält man aus Gleichung 22 und 21.

$$\overline{C_0' M'} = \overline{C_0 M'} - \overline{C_0 C_0'} = N_1 \left(\frac{\rho_{s_1} - \rho_1}{\rho_{s_1} + \rho_{s_2}} \frac{\rho_{s_2}}{\rho_{s_1}} - \frac{\rho_{s_1} - \rho_1}{\rho_{s_1} + \rho_2} \frac{\rho_2}{\rho_{s_1}} \right)$$

$$= \frac{\rho_{s_1} - \rho_1}{\rho_{s_1}} N_1 \frac{(\rho_{s_1} + \rho_2) \rho_{s_2} - (\rho_{s_1} + \rho_{s_2}) \rho_2}{(\rho_{s_1} + \rho_{s_2}) (\rho_{s_1} + \rho_2)}$$

$$= \frac{\rho_{s_1} - \rho_1}{\rho_{s_1}} \cdot \frac{\rho_{s_1} \rho_{s_2} + \rho_2 \rho_{s_2} - \rho_2 \rho_{s_1} - \rho_2 \rho_{s_2}}{(\rho_{s_1} + \rho_{s_2}) (\rho_{s_1} + \rho_2)} N_1$$

$$= \frac{\rho_{s_1} - \rho_1}{\rho_{s_1}} \frac{\rho_{s_1} (\rho_{s_2} - \rho_2)}{(\rho_{s_1} + \rho_{s_2}) (\rho_{s_1} + \rho_2)} N_1$$

und hieraus:

$$\overline{C_0' M'} = \frac{\rho_{s_1} - \rho_1}{\rho_{s_1} + \rho_2} \cdot \frac{\rho_{s_2} - \rho_2}{\rho_{s_2} + \rho_{s_1}} \cdot \frac{i_{m_1}}{\rho_1} . \; . \; . \; . \; . \quad (24)$$

Erinnern wir uns nun noch, dass der Strom, welcher $\overline{C_0 M'}$ entspricht, auf den Streuwiderstand ρ_{s_1} von Motor I zu wirken hat, so sehen wir, dass dem Felde $\overline{C_0' M'}$ der Strom

$$\overline{C_0' M'} \cdot \rho_{s_1} = 2 \overline{i_w}$$

entsprechen muss, und deshalb

$$2 \overline{i_w} = \frac{\rho_{s_1} - \rho_1}{\rho_{s_1} + \rho_2} \cdot \frac{\rho_{s_2} - \rho_2}{\rho_{s_2} + \rho_{s_1}} \frac{1}{\tau_1} i_{m_1} . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (25)$$

Wir erhalten ferner den gesamten Magnetisierungsstrom in der Kaskade aus Gleichung 21:

$$i_m = i_{m_1} + i_{m_2} = i_{m_1}\left(1 + \frac{\rho_{s_1} - \rho_1}{\rho_{s_1} + \rho_2}\,\frac{\rho_2}{\rho_1}\right)$$

$$= \frac{\rho_1 \rho_{s_1} + \rho_2 \rho_1 + \rho_2 \rho_{s_1} - \rho_2 \rho_1}{\rho_1 (\rho_{s_1} + \rho_2)}\, i_{m_1},$$

woraus

$$i_m = \frac{\rho_1 + \rho_2}{\rho_{s_1} + \rho_2}\,\frac{1}{\tau_1}\, i_{m_1} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (26)$$

Ferner berechnet sich der Kurzschlussstrom i_k der Kaskade aus Gleichung 25 und 26, indem

$$i_k = 2\bar{i_w} + i_m = \frac{(\rho_{s_1} - \rho_1)(\rho_{s_2} - \rho_2) + (\rho_1 + \rho_2)(\rho_{s_2} + \rho_{s_1})}{(\rho_{s_1} + \rho_2)(\rho_{s_2} + \rho_{s_1})}\,\frac{1}{\tau_1}\, i_{m_1}$$

$$= \frac{\rho_{s_2}\rho_{s_1} - \rho_{s_2}\rho_1 - \rho_2\rho_{s_1} + \rho_1\rho_2 + \rho_{s_2}\rho_1 + \rho_{s_2}\rho_2 + \rho_{s_1}\rho_1 + \rho_{s_1}\rho_2}{(\rho_{s_1} + \rho_2)(\rho_{s_2} + \rho_{s_1})}\,\frac{1}{\tau_1}\, i_{m_1}$$

$$= \frac{\rho_{s_2}(\rho_{s_1} + \rho_2) + \rho_1(\rho_2 + \rho_{s_1})}{(\rho_{s_1} + \rho_2)(\rho_{s_2} + \rho_{s_1})}\,\frac{1}{\tau_1}\, i_{m_1},$$

und hieraus:

$$i_k = \frac{\rho_{s_2} + \rho_1}{\rho_{s_2} + \rho_{s_2}}\,\frac{1}{\tau_1}\, i_{m_1} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (27)$$

Von Bedeutung ist noch das Verhältnis des in der Kaskade auftretenden Magnetisierungsstromes von Motor II: i_{m_2} zu demjenigen Magnetisierungsstrom, welcher bei direktem Anschluss von Motor II an das Netz fliessen würde und der mit i'_{m_2} bezeichnet werden soll.

Es müssen sich diese beiden Ströme wie die Felder verhalten, welche von ihnen magnetisiert werden sollen, d. h.

$$i_{m_2}' : i_{m_2} = N_1 : N_2$$

$$i_{m_2}' = i_{m_2}\,\frac{N_1}{N - \overline{C_0 C_0'}} = i_{m_2} \cdot \frac{N_1}{(1 - \tau_1)\, N_1 - \frac{i_{m_2}}{\rho_{s_1}}}$$

$$= i_{m_2}\,\frac{1}{1 - \tau_1 - \frac{\rho_{s_1} - \rho_1}{\rho_{s_1} + \rho_2} \cdot \frac{\rho_2}{\rho_{s_2}}}$$

$$= \frac{\rho_{s_1}(\rho_{s_1} + \rho_2)}{(\rho_{s_1} - \rho_1)(\rho_{s_1} + \rho_2) - (\rho_{s_1} - \rho_1)\,\rho_2}\, i_{m_2}$$

$$i_{m_2}' = \frac{\rho_{s_1} + \rho_2}{\rho_{s_1} - \rho_1}\, i_{m_2}.$$

Um nun aus diesen Formeln den Rückweg in die physikalische Wirklichkeit zu finden, ist zu bedenken, dass uns weder beim Entwerfen oder Berechnen, noch auch bei der Probe solcher Motoren die

magnetischen Widerstände direkt gegeben sind. Nur das Verhältnis der magnetischen Widerstände lässt sich durch Messung oder Rechnung bestimmen, insofern wir die Magnetisierungs- und Kurzschlussströme beider Motoren, wenn sie an die Netzspannung angelegt sind, berechnen, bezw. messen können. Um also die Formeln praktisch anwendbar zu machen, müssen wir sie derart umformen, dass statt der absoluten Widerstände deren Verhältnisse vorkommen.

Bezeichnen wir wieder mit i'_{m_2} den Magnetisierungsstrom von Motor II, wenn er direkt ans Netz gelegt würde, und entsprechend i'_{k_2} den Kurzschlussstrom unter denselben Voraussetzungen, so ist

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{\dot{i}_{m_2}'}{\dot{i}_{m_1}} = \beta,$$

$$\frac{\rho_{s_2}}{\rho_{s_1}} = \frac{\dot{i}_{k_2}'}{\dot{i}_{k_1}} = \gamma,$$

$$\frac{\rho_1}{\rho_{s_1}} = \frac{\dot{i}_{m_1}}{\dot{i}_{k_1}} = \tau_1,$$

$$\frac{\rho_2}{\rho_{s_2}} = \frac{\dot{i}_{m_2}'}{\dot{i}_{k_2}'} = \tau_2.$$

Aus diesen Verhältnissen folgt noch:

$$\frac{\rho_2}{\rho_{s_1}} = \beta\tau_1 = \gamma\tau_2$$

und

$$\frac{\rho_1}{\rho_{s_2}} = \frac{\tau_1}{\gamma} = \frac{\tau_2}{\beta}.$$

Unter Benutzung dieser Beziehungen erhalten wir aus Gleichung 21

$$\dot{i}_{m_2} = \frac{1-\tau_1}{1+\beta\tau_1}\cdot\beta\,\dot{i}_{m_1}, \quad \ldots\ldots\ldots \quad (28)$$

aus Gleichung 25:

$$2\,\overline{\dot{i}_w} = \frac{1-\tau_1}{1+\beta\tau_1}\cdot\frac{1-\tau_2}{1+\gamma}\,\frac{\gamma}{\tau_1}\,\dot{i}_{m_1}, \quad \ldots\ldots \quad (29)$$

aus Gleichung 26:

$$\dot{i}_m = \frac{1+\beta}{1+\beta\tau_1}\,\dot{i}_{m_1}, \quad \ldots\ldots\ldots \quad (30)$$

aus Gleichung 28:

$$\dot{i}_{m_2}' = \frac{1+\beta\tau_1}{1-\tau_1}\,\dot{i}_{m_2} \quad \ldots\ldots\ldots \quad (31)$$

und endlich der Kurzschlussstrom der Kaskade aus Gleichung 27:

$$\dot{i}_k = \frac{\gamma+\tau_1}{\gamma+1}\,\frac{1}{\tau_1}\,\dot{i}_{m_1}. \quad \ldots\ldots\ldots \quad (32)$$

Wenden wir diese letzten Formeln auf unser bisheriges zeichnerisches Beispiel an (Fig. 8), so hatten wir darin:

$$i_{m_1} = 27{,}3$$

$$\tau_1 = 0{,}12; \quad i_{k_1} = \frac{i_{m_1}}{\tau_1} = 227$$

$$\tau_2 = 0{,}09,$$

und setzen fest:

$$i_{m_2}' = 23,$$

woraus

$$i_{k_2} = \frac{i_{m_2}'}{\tau_2} = 255.$$

Also

$$\beta = \frac{i_{m_2}}{i_{m_1}} = \frac{23}{27{,}3} = 0{,}84; \; \beta\tau_1 = 0{,}101$$

und

$$\gamma = \frac{i_{k_2}'}{i_{k_1}} = \frac{255}{227} = 1{,}12.$$

Hiemit ist alles gegeben, um das Diagramm für diesen allgemeinsten Fall entwerfen zu können; nämlich:

$$i_{m_3} = \frac{1-\tau_1}{1+\beta\tau_1}\beta\, i_{m_1} = \frac{0{,}88}{1{,}101}\, 0{,}84 \,.\, 27{,}3 = 18{,}3$$

$$2\overline{i_w} = \frac{1-\tau_1}{1+\beta\tau_1} \cdot \frac{1-\tau_2}{1+\gamma}\,\frac{\gamma}{\tau_1}\, i_{m_1} = \frac{0{,}88}{1{,}101} \cdot \frac{0{,}91}{2{,}12} \cdot \frac{1{,}12}{0{,}12} \,.\, 27{,}3 = 87$$

$$i_m = \frac{1+\beta}{1+\beta\tau_1}\, i_{m_1} = \frac{1{,}84}{1{,}101} \,.\, 27{,}3 = 45{,}5$$

$$i_k = \frac{\gamma+\tau_1}{\gamma+1}\,\frac{1}{\tau_1}\, i_{m_1} = \frac{1{,}24}{2{,}12} \cdot \frac{1}{0{,}12} \,.\, 27{,}3 = 133.$$

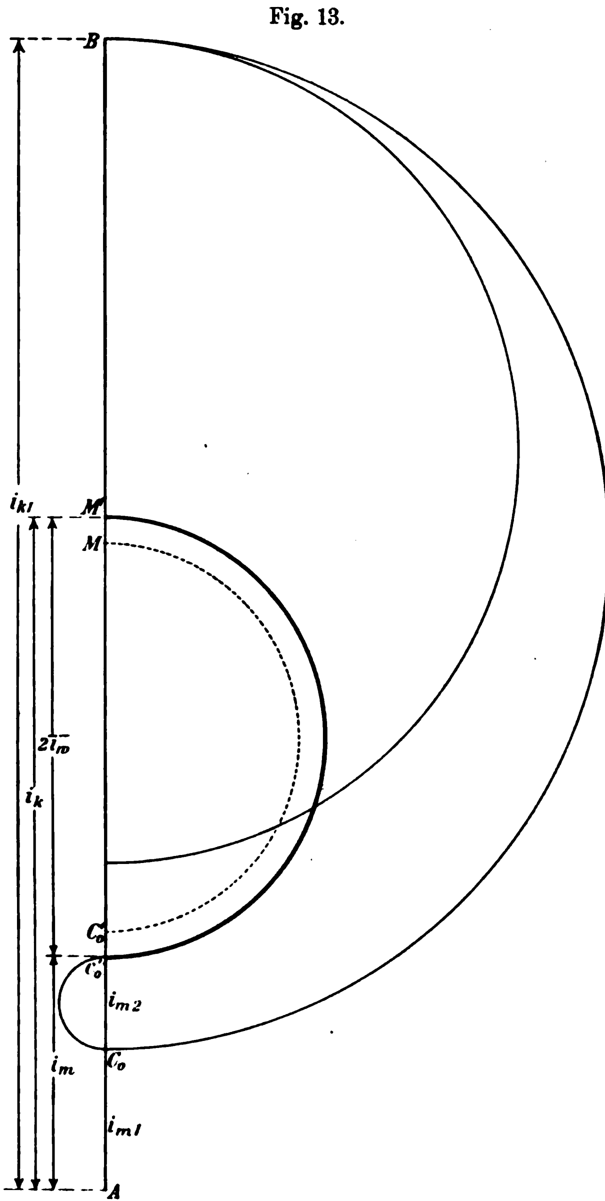
In Fig. 13 sind diese Verhältnisse zur Anschauung gebracht: es bedeutet darin der stark ausgezogene Kreis den charakteristischen Kreis der Kaskade über $2\overline{i_w}$ als Durchmesser, und wir erkennen im Vergleich zu dem fast konzentrischen, punktiert eingezeichneten Kreis, welcher den Fig. 5, S. 155 behandelten Fall darstellt, wo die beiden Streufaktoren und die einzelnen Widerstände untereinander gleich angenommen wurden:

1. Die Hinausschiebung von M′ gegenüber M, als Wirkung des vergrösserten Streuwiderstandes in Motor II und dadurch Vergrösserung von i_k;

2. die Hinunterschiebung von c_0' gegenüber C_0' als Wirkung des verringerten Widerstandes des Hauptfeldes in Motor II und dadurch

Verkleinerung des Gesamtleerstromes i_m bei konstant gebliebenem i_{m_1} und i_{k_1}.

Fig. 13.



Die praktisch wichtige Frage, welcher der beiden Motoren am vorteilhaftesten direkt ans Netz angeschlossen werden soll, lässt sich hier nicht mehr allgemein beantworten. Prinzipiell lässt sich nur

sagen, dass, wenn der Hauptwiderstand stärker verringert wird als der Streuwiderstand vergrössert, wir uns also dem Fall Fig. 12 nähern, dass dann vorteilhaft der Motor mit grösserer Streuung ans Netz anzuschliessen sein wird.

Ist umgekehrt der Widerstand des Streufeldes wesentlich stärker gewachsen bei einem der beiden Motoren, als der des Hauptfeldes verringert wurde, so nähern wir uns dem Fall Fig. 11, und es wird dann vorteilhafter, wie S. 179 nachgewiesen, den Motor mit geringerer Streuung ans Netz zu schalten.

Das Kriterium bleibt immer die möglichste Vergrösserung des charakteristischen Kreises über $2\overline{i_w}$.

Im Falle der Fig. 13 ist die Untersuchung folgendermassen anzustellen. Schalten wir Motor II ans Netz, so wird

$$\begin{aligned} i_{m_1} &= 23 \\ \tau_1 &= 0{,}09, \text{ woraus } i_{k_1}' = 256 \\ \tau_2 &= 0{,}12, \text{ woraus } i_{k_2}' = 227 \\ i_{m_2}' &= 27{,}3 \end{aligned}$$

daher

$$\beta = \frac{i_{m_2}'}{i_{m_1}} = 1{,}19; \quad \beta\tau_1 = 0{,}107$$

und

$$\gamma = \frac{i_{k_2}'}{i_{k_1}} = 0{,}89.$$

Daraus ergibt sich der gesuchte charakteristische Kreisdurchmesser:

$$2\overline{i_w} = \frac{1-\tau_1}{1+\beta\tau} \, \frac{1-\tau_2}{1+\gamma} \, \frac{\gamma}{\tau_1} \, i_{m_1} = \frac{0{,}91}{1{,}107} \cdot \frac{0{,}88}{1{,}89} \cdot \frac{0{,}89}{0{,}09} \cdot 23$$

$$2\overline{i_w} = 87.$$

Wir sehen also, dass in diesem Falle es völlig gleichgültig ist, welcher der beiden Motoren zum Anschluss ans Netz bestimmt wird.

Einige durchgerechnete Beispiele lehren überdies, dass auch bei weit übertriebenen Verhältnissen die Differenz, welche aus der verschiedenen Art der Schaltung in der Ueberlastungsfähigkeit $2\overline{i_w}$ der Kaskade hervorgebracht werden kann, wenig ins Gewicht fällt.

Nehmen wir z. B. den obigen Fall nur mit der Aenderung, dass $\tau_2 = 0{,}06$, während

$$\begin{aligned} i_{m_1} &= 27{,}3 \\ \tau_1 &= 0{,}12 \\ i_{m_2}' &= 23 \end{aligned}$$

beibehalten wird, so bekommen wir, wenn der Motor mit grösserer Streuung ans Netz geschaltet wird:

$$2\bar{i}_w = 106{,}5,$$

im andern Falle dagegen:

$$2\bar{i}_w' = 110.$$

Wir sehen somit, dass trotz dieser extremen Verhältnisse $\left[\tau_2 = \frac{1}{2}\tau_1\right]$ der Unterschied nur $3\frac{1}{2}$ % beträgt, was auf dieselben Gründe, wie auf S. 176 dargelegt, zurückzuführen ist, und daher können wesentliche Fehler nach dieser Richtung nicht gemacht werden.

Wie in allen bisher besprochenen Fällen, sehen wir auch hier, dass das Diagramm über AM' allein genügt, um alle wesentlichen Eigenschaften der Kaskade davon abzuleiten, und es bleibt daher Fig. 10, richtig interpretiert, das allein notwendige Diagramm, welches in Betracht zu ziehen ist.

Wir richten nunmehr die Untersuchung auf die Aenderungen, welche dieses Diagramm erfährt, wenn die Windungszahlen

$$m_2 \gtrless m_2',$$

d. h. die Motoren verschieden gewickelt und ganz verschieden dimensioniert sind.

C. Kaskadenschaltung zweier Motoren mit verschiedenen magnetischen Widerständen und verschiedener Windungszahl.

Verschiedene Windungszahl bedeutet natürlich verschieden grosses Feld, daher verschieden grosse Eisendimensionen, also auch zwei ganz verschieden grosse Motoren.

Bei der nachstehenden Behandlung sollen zwei Fälle unterschieden werden:

1. Verschiedene Windungszahl bei gleichen magnetischen Widerständen

$$w_1 \gtrless w_2; \ \tau_1 = \tau_2,$$

2. Verschiedene Windungszahl bei verschieden magnetischen Widerständen

$$w_1 \gtrless w_2; \quad \rho_1 \lesseqgtr \rho_2; \quad \rho_{s_1} \lesseqgtr \rho_{s_2}; \quad \tau_1 \lesseqgtr \tau_2.$$

Erster Fall.

Windungszahlen verschieden, Streufaktoren gleich.

Bei Leerlauf erhalten wir wieder in Motor I ein Feld N_1, von welchem zunächst ein Teil τN_1 durch das Streufeld, das von i_{m_1} erzeugt wird, verloren geht. Im Sekundärteil von Motor I bleibt das Feld

$$N = (1 - \tau) N_1$$

übrig; dieses erzeugt hier eine E.M.K., welche in Motor II äquilibriert werden muss dadurch, dass dort ein Feld N_2 von entsprechender Grösse entsteht. Es ist jedoch, wie bisher, wieder zu beachten, dass N_2 um dasjenige Streufeld kleiner ist als N, welches der zu N_2 gehörige Magnetisierungsstrom i_{m_2} im Motor I hervorruft. Der Unterschied gegen alle bisherigen Betrachtungen besteht nur darin, dass dieses N_2 eine doppelte Bedeutung erhält, je nachdem es als Primärfeld von Motor II oder als Sekundärfeld von Motor I betrachtet wird. Da wir vorausgesetzt haben, dass die Windungszahl w_1 des Sekundärteils von Motor I grösser sein soll als die Windungszahl w_2 des Primärteils von Motor II, so wird, um das auszugleichen, das notwendige Gesamtfeld N_2 von Motor II entsprechend grösser sein müssen, also

$$N_2' = \frac{w_1}{w_2} N_2.$$

Der zugehörige Magnetisierungsstrom wächst aber, da die magnetischen Widerstände beider Motoren einander gleich gesetzt wurden, nicht bloss infolge des Anwachsens dieses Feldes im Verhältnis N_2 zu N_2', also auf das $\frac{w_1}{w_2}$-fache, sondern wegen der verringerten Windungszahl in Motor II im quadratischen Verhältnisse um das $\left(\frac{w_1}{w_2}\right)^2$-fache. Im gleichen Masse wächst aber auch, da dieser selbe so erhöhte Strom den Sekundärteil von Motor I durchfliesst, in diesem das Leerlaufstreufeld um

$$\overline{C_0 C_0'} = \left(\frac{w_1}{w_2}\right)^2 \tau \, (N - \overline{C_0 C_0'})$$

oder

$$\overline{C_0 C_0'} = \frac{1}{1 + \left(\frac{w_1}{w_2}\right)^2 \tau} \left(\frac{w_1}{w_2}\right)^2 \tau N;$$

oder auch, wenn

$$\frac{w_1}{w_2} = \zeta,$$

$$\overline{C_0 C_0'} = \frac{\zeta^2 \tau}{1 + \zeta^2 \tau} N. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (33)$$

Um nun das Leerlaufstreufeld $\overline{C_0' D_0}$ von Motor II zu erhalten, läge es nahe, dieses im Verhältnis

$$\frac{w_2}{w_1} = \frac{1}{\zeta}$$

kleiner zu setzen als $\overline{C_0 C_0'}$, da ja die Windungszahl, durch welche es erzeugt wird, in diesem Verhältnis geringer ist, der durch sie hindurchfliessende Strom i_2 aber derselbe. Wir müssen jedoch bedenken, dass wir nur solche Felder miteinander vergleichen können, welche proportionale elektromotorische Kräfte verursachen; von diesem Standpunkt erscheint dieses Streufeld $\overline{C_0' D_0}$ noch einmal im Verhältnis $\frac{w_2}{w_1} = \frac{1}{\zeta}$ verkleinert, da es ja auf die um $\frac{1}{\zeta}$ verringerte Windungszahl des Motors II zu wirken hat. Diese Ueberlegung lehrt, dass

$$\overline{C_0' D_0} = \frac{1}{\zeta^2} \overline{C_0 C_0'} = \frac{\tau}{1 + \zeta^2 \tau} N \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (34)$$

sein muss.

Dieses Verhältnis gilt nun aber nicht bloss bei Leerlauf, sondern bei jedem beliebigen andern Strom, weil überall dieselbe Ueberlegung stattfindet. — Wieder muss also die Strecke $\overline{C_0 D}$ unter jedem beliebigen Winkel durch den Punkt C so geteilt werden, dass

$$\overline{C_0 C} : \overline{C D} = \zeta^2,$$

und dieser Bedingung entsprechen abermals (Fig. 14) die beiden Kreise über $\overline{C_0' M'}$ und $\overline{D_0 B}$.

In dieser Figur ist wieder

$$\overline{AB} = N_1$$
$$\overline{BC_0} = N \quad = (1 - \tau) N_1$$
$$\overline{AC_0} = \tau N_1 = \frac{\tau}{1 - \tau} N,$$

ferner folgen die Punkte C_0' und D_0 aus Gleichung 33 und 34 und M' aus der Bedingung

$$\overline{C_0 M'} : \overline{M' B} = \zeta^2,$$

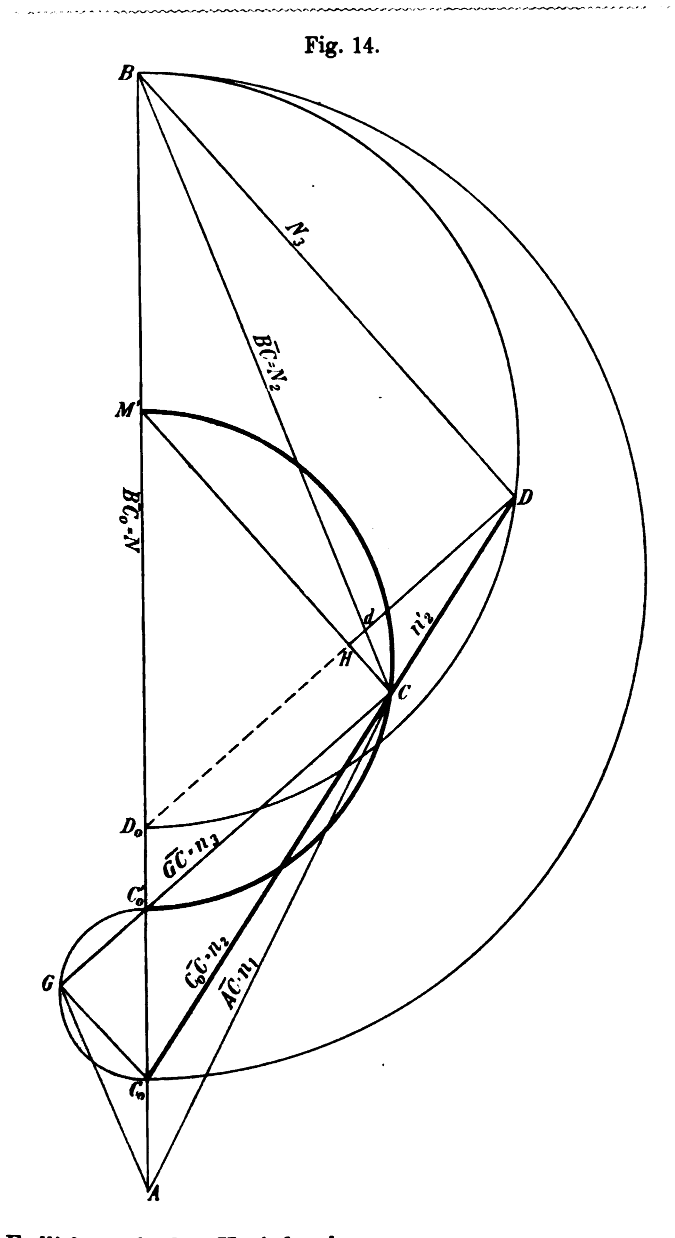
woraus

$$\overline{C_0 M'} = \zeta^2 (N - \overline{C_0 M'}),$$

oder

$$\overline{C_0 M'} = \frac{\zeta^2}{1 + \zeta^2} N. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (35)$$

Fig. 14.



Endlich noch der Kreisdurchmesser

$$\overline{C_0'M'} = \overline{C_0M'} - \overline{C_0C_0'} = \left(\frac{\zeta^2}{1+\zeta^2} - \frac{\zeta^2\tau}{1+\zeta^2\tau}\right) N$$

$$= \frac{1+\zeta^2\tau - \tau - \zeta^2\tau}{(1+\zeta^2)(1+\zeta^2\tau)}\,\zeta^2 N$$

und

$$\overline{C_0'M'} = \frac{1-\tau}{1+\zeta^2\tau} \cdot \frac{\zeta^2}{1+\zeta^2} N. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (36)$$

Das Diagramm Fig. 14 ist unter folgenden Bedingungen konstruiert [Massstab 2/3]:

$$N = 200; \quad \tau = 0{,}1; \quad \zeta = \sqrt{2} \text{ oder } \zeta^2 = 2,$$

woraus sich ergibt

$$\overline{AC_0} = 22{,}2$$
$$\overline{C_0 C_0'} = 33{,}4 \quad \text{(Gleich. 33)}$$
$$\overline{C_0' D_0} = 16{,}6 \quad \text{(Gleich. 34)}$$
$$\overline{D_0 B} = 133.$$

Das Diagramm (Fig. 14) ist speziell charakterisiert durch die Grösse von $\overline{C_0'C_0}$ gegenüber $\overline{C_0 A}$ und $\overline{C_0'D}$ und klärt durch den Kreis über $\overline{C_0'M'}$ die Beziehungen des Feldes in Motor I vollständig auf; dagegen gibt es nur ungenügenden Aufschluss über die Verhältnisse in Motor II, insofern als dessen Felder n_2', N_3 und N_2 massstäblich verändert sind und daher nicht direkt abgemessen werden können.

In Wahrheit ist ja doch z. B. das primäre Streufeld n_2' von Motor II nicht im Verhältnis $\frac{w_2^2}{w_1^2}$ kleiner als n_2, sondern genau entsprechend den Ampèrewindungen $\frac{i_2 w_2}{i_2 w_1} = \frac{w_2}{w_1} = \frac{1}{\zeta}$.

Ebenso ist auch das primäre Gesamtfeld N_2 von Motor II nicht gleich dem Sekundärfeld von Motor I, wie dies scheinbar aus der Fig. 14 hervorgeht, sondern es wird nach den Auseinandersetzungen auf S. 190 ebenfalls im Verhältnis $\frac{w_1}{w_2}$ grösser sein müssen.

Diesen Bedingungen entspricht nun die interessante Fig. 15, welche zeigt, dass auch diese Anforderungen durch einfachste Konstruktionen graphisch erfüllt werden können.

In dieser Figur entsprechen alle gestrichelten Kreise und Geraden dem Motor II, die ausgezogenen, insbesondere der stark ausgezogene charakteristische Kreis, dem Motor I.

Vergrössern wir nämlich, wie vorher angegeben, die Strecke $\overline{CD}$ auf $\overline{CD'}$, d. h. auf das wahre Streufeld des Motors II

$$n_2' = \overline{CD'} = \zeta \cdot \overline{CD} = \frac{1}{\zeta} n_2,$$

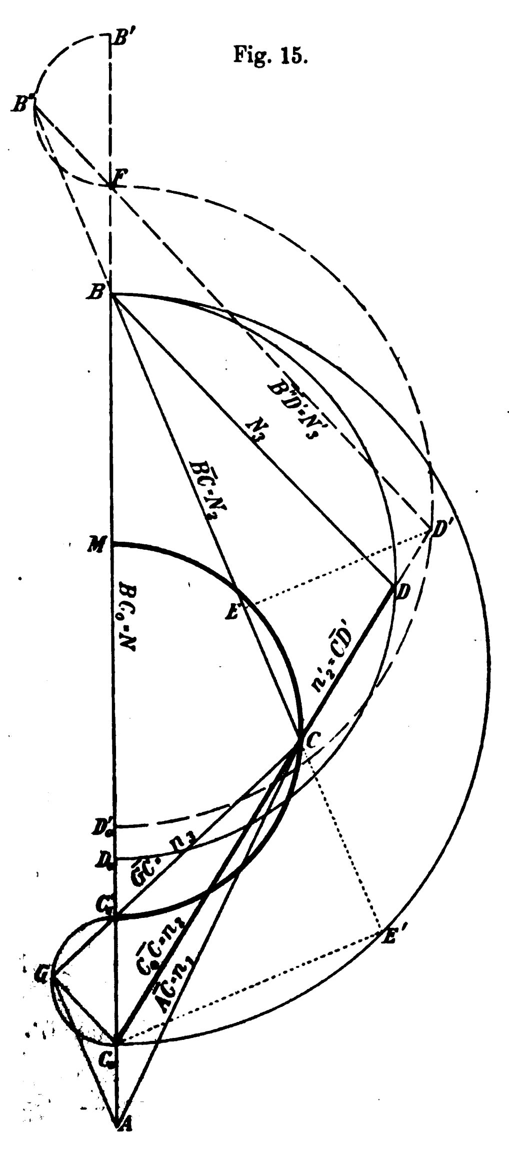


Fig. 15.

und ebenso $\overline{BC}$ auf $\overline{B''C}$, d. h. auf das wahre Gesamtfeld von Motor II

$$N_2' = \overline{CB''} = \zeta N_2,$$

so zeigt sich, dass

1. Punkt D′ einen Kreis beschreibt, dessen Durchmesser $\overline{D_0'F}$ dadurch bestimmt ist, dass

$$\overline{C_0'D_0'} = \frac{1}{\zeta}\,\overline{C_0C_0'}$$

und

$$\overline{C_0M} = \frac{1}{\zeta}\,\overline{MF};$$

2. Punkt B″ dagegen einen kleineren Kreis über Durchmesser $\overline{FB'}$ durchläuft, wo B′ dadurch gegeben ist, dass

$$\overline{B'D_0'} = \zeta\,.\,\overline{BD_0}.$$

Denn dieser Kreis über FB′ erfüllt die Bedingung, dass die Strecke $\overline{CB''}$ jeweilen durch den Punkt B im Verhältnis

$$\overline{CB}:\overline{CB''} = \overline{C'B}:\overline{C'B'} = 1:\zeta$$

geteilt wird. Die Erfüllung der Bedingung, welche hierzu erforderlich ist, nämlich dass die Durchmesser $\overline{FB'}$ und $\overline{MC'}$ der beiden in Betracht kommenden Kreise sich wie die ihnen benachbarten Abschnitte der Verbindungslinie $\overline{MF}$ verhalten müssen, geht aus folgender Zusammenstellung, welche zur Konstruktion des Diagramms erforderlich ist, hervor:

Es ist

$$\overline{AC_0} = \tau N_1 = \frac{\tau}{1-\tau}\,N,$$

$$\overline{C_0C'} = \frac{\zeta^2\tau}{1+\zeta^2\tau}\,N \text{ nach Gleichung 33,}$$

$$\overline{C'D_0} = \frac{\tau}{1+\zeta^2\tau}\,N \text{ nach Gleichung 34,}$$

$$\overline{C_0M} = \frac{\zeta^2}{1+\zeta^2}\,N \text{ nach Gleichung 35,}$$

hieraus

$$\overline{MB} = \left(1 - \frac{\zeta^2}{1+\zeta^2}\right)N = \frac{1}{1+\zeta^2}\,N,$$

$$\overline{C'M} = \frac{1-\tau}{1+\zeta^2\tau}\,.\,\frac{\zeta^2}{1+\zeta^2}\,N \text{ nach Gleichung 36,}$$

$$\overline{C'B} = N - \overline{C_0C'} = \frac{1}{1+\zeta^2\tau}\,N,$$

$$\overline{D_0B} = \overline{C'B} - \overline{C'D_0} = \frac{1-\tau}{1+\zeta^2\tau}\,N,$$

ferner als neu hinzutretende Bedingungen:

$$\overline{C'D_0'} = \frac{1}{\zeta}\,\overline{C_0C'} = \frac{\zeta\tau}{1+\zeta^2\tau}\,N, \quad \ldots\ldots \quad (37)$$

$$\overline{C'B'} = \zeta\,.\,\overline{C'B} = \frac{\zeta}{1+\zeta^2\tau}\,N, \quad \ldots\ldots \quad (38)$$

woraus

$$\overline{BB'} = \overline{C'B'} - \overline{C'B} = \frac{\zeta - 1}{1 + \zeta^2\tau} N, \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (39)$$

ferner

$$\overline{MF} = \frac{1}{\zeta} \overline{C_0 M} = \frac{\zeta}{1 + \zeta^2} N, \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (40)$$

woraus

$$\overline{BF} = \overline{MF} - \overline{MB} = \frac{\zeta - 1}{1 + \zeta^2} N, \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (41)$$

endlich

$$\overline{FB'} = \overline{BB'} - \overline{BF} = \frac{1 - \tau}{1 + \zeta^2\tau} \cdot \frac{\zeta^2(\zeta - 1)}{1 + \zeta^2} N. \quad . \quad (42)$$

Aus dieser Zusammenstellung geht hervor, dass

$$\overline{FB'} : \overline{BF} = \frac{1 - \tau}{1 + \zeta^2\tau} \cdot \frac{\zeta^2(\zeta - 1)}{1 + \zeta^2} : \frac{\zeta - 1}{1 + \zeta^2} = \frac{\zeta^2(1 - \tau)}{1 + \zeta^2\tau},$$

während

$$\overline{C_0'M} : \overline{MB} = \frac{1 - \tau}{1 + \zeta^2\tau} \, \frac{\zeta^2}{1 + \zeta^2} : \frac{1}{1 + \zeta^2} = \frac{\zeta^2(1 - \tau)}{1 + \zeta^2\tau},$$

somit ist die obige Bedingung erfüllt, wonach

$$\overline{FB'} : \overline{BF} = \overline{C_0'M} : \overline{MB}$$

sein sollte.

Das Diagramm Fig. 15 ist unter der Bedingung entworfen, dass die Zahl der Sekundärwindungen von Motor I $\sqrt{2}$ mal so gross ist als die Primärwindungen von Motor II, d. h.

$$\zeta = \frac{w_1}{w_2} = \sqrt{2},$$

ferner

$$N = 150; \; \tau = 0{,}1,$$

woraus sich nach obigen Formeln 33 bis 42 ergab:

$$\overline{C_0 C'} = 25, \; \overline{C'D_0} = 12{,}5, \; \overline{C_0'M} = 75, \; \overline{FB'} = 31, \; \overline{BB'} = 51{,}8.$$

Nachdem somit das Felddiagramm auch für diesen Fall in aller Vollständigkeit festgelegt ist, handelt es sich noch darum, dieses, um es praktisch brauchbar zu gestalten, auf das Diagramm der Ströme zu reduzieren.

Hierbei werden wir das Novum in Rücksicht zu ziehen haben, dass, während bei allen bisher in Betracht gezogenen Fällen Strom und magnetische Kraft, bezw. Ampèrewindungszahl in beiden Motoren

proportional gesetzt werden durfte, dies jetzt wegen der Verschiedenheit der Windungszahl nicht mehr zulässig ist. — Wir umgehen die dadurch hervorgerufene Komplikation am einfachsten dadurch, dass wir nicht das Stromdiagramm, sondern das Diagramm der Ampèrewindungen zu entwerfen suchen.

Dann erkennen wir aber, dass durch das Felddiagramm (Fig. 15) auch gleichzeitig das Strom- bezw. Ampèrewindungsdiagramm gegeben ist, da wir die magnetischen Widerstände in beiden Motoren als gleich angenommen hatten. Wählen wir also den Massstab so, dass

$$\overline{AB} = i_{1k},$$

so wird

$$\overline{AC_0} = \tau \cdot i_{1k} = i_{m_1}$$

$$\overline{AM} = i_k = \frac{\zeta^2 + \tau}{\zeta^2 + 1}\, i_{1k}$$

$$\overline{C_0 C_0'} = i_{m_2} = \frac{\zeta^2 \tau (1 - \tau)}{1 + \zeta^2 \tau}\, i_{1k}$$

$$\overline{AC_0'} = i_m = \frac{1 + \zeta^2}{1 + \tau \zeta^2}\, \tau \cdot i_{1k}$$

$$\overline{C_0'M} = 2\, \bar{i}_w = \frac{\zeta^2}{(1 + \zeta^2 \tau)(1 + \zeta^2)}\, i_{1k}.$$

Damit ist alles vorbereitet, um die Entscheidung über das Verhältnis der von den beiden Motoren entwickelten Drehmomente treffen zu können. Dieses ergibt sich allgemein aus dem Produkt: Feld $\times$ Ampèrewindungszahl, wird also offenbar, wenn $\overline{ED'} \perp \overline{CB''}$ und $\overline{C_0E'} \perp \overline{CB''}$, dargestellt für Motor I durch

$$D_1 = \overline{C_0E'} \cdot N_2,$$

weil $\overline{C_0E'}$ die Wattkomponente des Sekundärstroms i_2 in Beziehung auf das Sekundärfeld N_2 von Motor I; wir können auch schreiben

$$D_1 = N_2 \cdot i_2 \cdot \sin(N_2, i_2).$$

Das Drehmoment von Motor II wird im gleichen Massstab dargestellt durch die Wattkomponente $\overline{ED'}$ der primären Ampèrewindungen $\overline{CD'}$ von Motor I und das zugehörige Feld $\overline{CB''}$. Nun ist

$$\overline{CD'} = \frac{1}{\zeta} \cdot \overline{C_0C} = \frac{1}{\zeta}\, i_2,$$

folglich

$$\overline{ED'} = \overline{CD'} \sin(N_2, i_2) = \frac{1}{\zeta}\, i_2 \sin(N_2, i_2);$$

und ferner

$$\overline{CB''} = \zeta \cdot \overline{BC} = \zeta \cdot N_2,$$

somit

$$D_2 = \zeta N_2 \cdot \frac{1}{\zeta} i_2 \cdot \sin (N_2, i_2')$$
$$= N_2 \cdot i_2 \cdot \sin (N_2, i_2').$$

Wieder erhalten wir das hier ganz besonders überraschende und auffallende Resultat

$$D_1 = D_2,$$

d. h. beide Motoren, wenn auch noch so verschieden in Dimensionierung und Wicklung, ergeben in Kaskadenschaltung das gleiche Drehmoment.

Wohl kann also unter Umständen die Leistungsfähigkeit der Kaskade erhöht werden, wenn wir als Motor II einen solchen von höherem Drehmoment wählen, dagegen verteilen sich die Drehmomente immer zu gleichen Teilen.

Und abermals finden wir, dass zur völligen Charakterisierung aller Verhältnisse der kleine, stark ausgezogene Kreis über $\overline{C_0' M}$ völlig ausreicht und das Diagramm daher ebenso vereinfacht werden kann, wie alle vorangegangenen.

Zweiter Fall.

Windungszahlen verschieden, magnetische Widerstände verschieden.

Endlich haben wir noch den allgemeinsten Fall zweier in der Wicklung sowohl als auch in den magnetischen Widerständen beliebig abweichender Motoren zu betrachten. Also

$$\rho_1 \gtrless \rho_2 \text{ und zwar } \frac{\rho_2}{\rho_1} = \beta = \frac{\dot{i}_{m_2}'}{\dot{i}_{m_1}}$$
$$\rho_{s_1} \gtrless \rho_{s_2} \quad " \quad " \quad \frac{\rho_{s_2}}{\rho_{s_1}} = \gamma = \frac{\dot{i}_{k_2}'}{\dot{i}_{k_1}}$$
$$w_1 \gtrless w_2 \quad " \quad " \quad \frac{w_1}{w_2} = \zeta;$$

hieraus

$$\left.\begin{aligned} \frac{\rho_1}{\rho_{s_1}} &= \frac{\dot{i}_{m_1}}{\dot{i}_{k_1}} = \tau_1 \\ \frac{\rho_2}{\rho_{s_2}} &= \frac{\dot{i}_{m_2}'}{\dot{i}_{k_2}'} = \tau_2 \\ \frac{\rho_2}{\rho_{s_1}} &= \beta\tau_1 = \gamma\tau_2 \\ \frac{\rho_1}{\rho_{s_2}} &= \frac{\tau_1}{\gamma} = \frac{\tau_2}{\beta} \end{aligned}\right\} \text{vgl. S. 184.}$$

Das Verhältnis der Streufelder n_2 und n_2' (Fig. 15) ist in diesem Falle durch zwei Faktoren bestimmt. Durch das Verhältnis der Windungszahlen $\frac{w_1}{w_2} = \zeta$ und durch das Verhältnis der Streuwiderstände. Der grössere Motor, also derjenige mit der geringeren Windungszahl w_2 wird im allgemeinen auch den grösseren Streuwiderstand ρ_{s_2} haben. Daher wird das wirkliche primäre Streufeld von Motor II im Verhältnis

$$\frac{w_2}{w_1} \cdot \frac{\rho_{s_1}}{\rho_{s_2}} = \frac{1}{\zeta\gamma}$$

kleiner werden, als das sekundäre Streufeld n_2 von Motor I. Es tritt jedoch auch hier wieder die Ueberlegung hinzu, dass wir zunächst nicht mit dem wirklich auftretenden Streufeld von Motor II rechnen dürfen, sondern mit dem auf die Windungszahl von Motor I reduzierten, weil im Diagramm nur solche Felder miteinander verglichen werden können, welche proportionale Spannungen ergeben (vgl. S. 190). Das schon im Verhältnis $\frac{w_2}{w_1}$ verkleinerte Streufeld wirkt ausserdem noch auf eine im selben Verhältnis $\frac{w_2}{w_1} = \frac{1}{\zeta}$ verringerte Windungszahl, kann also erst nach Reduktion mit dem Faktor $\frac{1}{\zeta^2}$ ins Diagramm eingeführt werden.

Es wird daher das im Diagramm zum Ausdruck kommende reduzierte Streufeld

$$n_2' = \frac{1}{\zeta^2\gamma}\, n_2$$

sein müssen.

Dies Verhältnis gilt durchgängig, also auch bei Kurzschluss und Leerlauf, wir haben daher im Felddiagramm:

$$\frac{\overline{BM}}{\overline{MC_0}} = \frac{\overline{D_0C_0'}}{\overline{C_0'C_0}} = \frac{1}{\zeta^2\gamma}.$$

Da $\overline{AB} = N_1$ und $\overline{AC_0} = \tau_1 N_1$, somit $\overline{C_0B} = N = (1 - \tau_1)N_1$ gegeben ist, so ist das Felddiagramm damit ebenfalls gegeben.

Notwendig ist jedoch hier wieder die Umdeutung des Felddiagramms auf das Stromdiagramm (vgl. S. 180), unter Benutzung der Beziehung

$$\text{Feld} = \frac{\text{Ampèrewindungen}}{\text{Magnet. Widerstand}}.$$

Danach werden wir erhalten

$$i_{m_1} = \overline{AC_0} \,.\, \rho_{s_1} = \tau_1 N_1 \,.\, \rho_{s_1} = \rho_1 N_1 = \frac{\rho_1}{1 - \tau_1} N, \quad . \quad . \quad (43)$$

ferner

$$i_{m_2} = \overline{C_0 C_0'} \,.\, \rho_{s_1},$$

oder wegen

$$\overline{C_0' D_0} = \tau_2 \,.\, (N - \overline{C_0 C_0'}) = \frac{1}{\zeta^2 \gamma} \,.\, \overline{C_0 C_0'},$$

woraus

$$\overline{C_0 C_0'} = \frac{\tau_2}{\tau_2 + \frac{1}{\zeta^2 \gamma}} N = \frac{\tau_2 \zeta^2 \gamma}{1 + \tau_2 \zeta^2 \gamma} N$$

und

$$i_{m_2} = \frac{\zeta^2 \tau_2}{1 + \zeta^2 \tau_2 \gamma} \rho_{s_2} N = \frac{\zeta^2}{1 + \zeta^2 \tau_2 \gamma} \rho_2 N$$

oder wegen

$$\rho_2 = \beta \rho_1 = \beta \frac{i_{m_1}}{N_1} = \beta (1 - \tau_1) \frac{i_{m_1}}{N},$$

wird

$$i_{m_2} = \frac{\zeta^2 (1 - \tau_1)}{1 + \zeta^2 \beta \tau_1} \beta i_{m_1}. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (44)$$

Der gesamte Leerstrom der Kaskade wird danach:

$$i_m = i_{m_1} + i_{m_2} = \left(1 + \frac{\zeta^2 (1 - \tau_1) \beta}{1 + \zeta^2 \beta \tau_1}\right) i_{m_1}$$

oder

$$i_m = \frac{1 + \zeta^2 \beta}{1 + \zeta^2 \beta \tau_1} i_{m_1}. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (45)$$

Den charakteristischen Kreis der Kaskade gewinnen wir aus der Grösse $\overline{C_0 M}$. Es ist dies dasjenige Streufeld, welches auf den Streuwiderstand ρ_{s_1} von Motor I arbeitet und sich in das Feld N mit dem Kurzschlussstreufeld von Motor II wieder im Verhältnis $\zeta^2 \gamma : 1$ teilt. Also

$$2 \bar{i}_w = \overline{C_0 M} \,.\, \rho_{s_1} - i_{m_2}$$

und wegen

$$\overline{C_0 M} = \zeta^2 \gamma \overline{BM} = \zeta^2 \gamma (N - \overline{C_0 M})$$

$$= \frac{\zeta^2 \gamma}{1 + \zeta^2 \gamma} N = \frac{\zeta^2 \gamma}{1 + \zeta^2 \gamma} \,.\, \frac{1 - \tau_1}{\rho_1} i_{m_1},$$

wird

$$2\overline{i_w} = \frac{\zeta^2\gamma}{1+\zeta^2\gamma}\,\frac{1-\tau_1}{\tau_1}\,i_{m_1} - \frac{\zeta^2(1-\tau_1)}{1+\zeta^2\beta\tau_1}\,\beta\, i_{m_1}$$

$$2\overline{i_w} = \frac{(1-\tau_1)(1-\tau_2)}{(1+\zeta^2\gamma)(1+\zeta^2\beta\tau_1)}\,\frac{\zeta^2\gamma}{\tau_1}\,i_{m_1}. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (46)$$

Hieraus der Kurzschlussstrom der Kaskade:

$$i_k = \overline{C_0 M}\,.\,\rho_{s_1} + i_{m_1} = \left(\frac{\zeta^2\gamma}{1+\zeta^2\gamma}\,\frac{1-\tau_1}{\tau_1} + 1\right) i_{m_1}$$

$$i_k = \frac{\zeta^2\gamma+\tau_1}{1+\zeta^2\gamma}\,\frac{1}{\tau_1}\,i_{m_1}. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (47)$$

D. Die Geschwindigkeit zweier in Kaskade geschalteten Motoren[1]).

Schon auf S. 157 habe ich Gelegenheit genommen, zu zeigen, wie aus der Bedingung, dass die Drehmomente gleich sind, bei direkter Kupplung auf Halbierung der Tourenzahl geschlossen werden muss, um das Gesetz von der Erhaltung der Energie zu erfüllen.

Zur genaueren Ableitung der wirklichen Tourenzahl wollen wir den von Blondel[2]) eingeschlagenen Weg betreten.

Ist n die synchrone Tourenzahl des ersten Motors und s_1 seine Schlüpfung, so ist seine absolute Geschwindigkeit

$$n(1-s_1),$$

somit die in seinem Sekundärteile erzeugte Wechselzahl

$$n s_1.$$

Die synchrone Tourenzahl von Motor II wird dann ebenfalls $n s_1$, seine absolute Geschwindigkeit dagegen

$$n s_1 (1-s_2).$$

Da wir nun, wie dies der Verwendungsart der ganzen Anordnung entspricht, direkte Kupplung der beiden Motoren voraussetzen, so müssen die absoluten Geschwindigkeiten einander gleichgesetzt werden und wir erhalten

$$n(1-s_1) = n s_1 (1-s_2)$$

$$1 - s_1 = s_1 - s_2 s_1$$

$$1 - 2 s_1 = - s_2 s_1$$

$$s_1 = \frac{1}{2-s_2}. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

[1]) S. 200 bis 203 ist mit Genehmigung der Redaktion meiner Arbeit in Heft 1 der E.T.Z. 1903 entnommen.

[2]) Vgl. Blondel et Paul-Dubois, „La Traction Électrique" II. Bd., S. 315.

Die Formel zeigt uns die Abhängigkeit der primären von der sekundären Schlüpfung. Wir erkennen zunächst für $s_2 = 0$, also Leerlauf,

$$s_1 = \frac{1}{2},$$

d. h. die bekannte Beziehung, dass der Synchronismus bereits bei halber Tourenzahl erreicht wird; da sich jedoch s in den Grenzen von 2 bis 5 % bewegt, so wird innerhalb der normalen Belastung die Tourenzahl gleich der Hälfte des eigentlichen Synchronismus sein und der zweite Motor ist somit für die halbe Wechselzahl zu berechnen. Je grösser s_2, um so grösser auch s_1 und bei $s_2 = 1$ bezw. 100 % wird

$$s_1 = \frac{1}{2 - 1} = 1,$$

also ebenfalls 100 %, d. i. derjenige Belastungsfall, welcher dem Kurzschlusspunkt entspricht.

In Verbindung mit dieser Ueberlegung gibt somit das einfache Diagramm (Fig. 5) über sämtliche Fragen bei beiden Motoren schnellen Aufschluss.

Es ist übrigens recht interessant, die Blondelsche Ableitung noch zu verallgemeinern. Wir sind nämlich nicht bloss auf den Fall des Uebersetzungsverhältnisses 1 : 1 wie bei direkter Kupplung allein angewiesen, sondern können auch beliebige Uebersetzungsverhältnisse in Anwendung bringen und damit den Synchronismus auf eine beliebig hohe oder niedrigere Tourenzahl einstellen, ohne an der Wicklung etwas zu ändern.

Ist das gewählte Uebersetzungsverhältnis u, so erhalten wir

$$n_1 (1 - s_1) = u\, n_1 (s_1 [1 - s_2])$$
$$1 - s_1 = u s_1 (1 - s_2) = u s_1 - u s_1 s_2$$
$$s_1 (1 + u - u s_2) = 1$$
$$s_1 = \frac{1}{1 + u (1 - s_2)} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

Ist z. B. die Tourenzahl von Motor II halb so gross als die von Motor I, also

$$u = \frac{n_2}{n_1} = \frac{1}{2},$$

so erhalten wir Synchronismus bei

$$s_1 = \frac{1}{1{,}5} = \frac{2}{3},$$

$$\text{wenn } u = \frac{1}{4}, \text{ wird } s_1 = \frac{4}{5},$$

$$\text{„} \quad u = 0, \quad \text{„} \quad s_1 = 1.$$

Umgekehrt, wenn Motor II schneller läuft als Motor I, also z. B.

$$u = \frac{n_2}{n_1} = 2,$$

so erhalten wir Synchronismus bei

$$s_1 = \frac{1}{3},$$

$$\text{wenn } u = 3 \text{ bei } s_1 = \frac{1}{4} \text{ u. s. f.}$$

$$\text{„} \quad u = \infty \quad \text{„} \quad s_1 = 0.$$

Wir besitzen hierdurch die Möglichkeit, mit Hilfe der Kaskadenschaltung die verschiedensten Tourenvariationen zu erzielen, ja es ist sogar möglich, eine stetige Tourenänderung in beliebig weiten Grenzen von Synchronismus bis Stillstand mit Hilfe von zwei konischen Riemenscheiben bei konstantem Wirkungsgrade zu erzielen, wäre nicht eben jenes Riemenvorgelege gerade diejenige mechanische Vorrichtung, welche wir durch elektrische Regulierung zu ersetzen bestrebt sind.

Interessant sind endlich noch die Möglichkeiten verschiedener Synchronismen bei verschiedenen Polzahlen[1]) der beiden Motoren. Die Motoren mögen $2p_1$ bezw. $2p_2$ Pole besitzen, so ist wieder n_1 die synchrone Tourenzahl pro Sekunde und

$$z_1 = 2p_1 n_1 = \text{primäre Wechselzahl},$$

$$n_1 (1 - s_1) = \text{absolute Geschwindigkeit von Motor I},$$

$$2p_1 n_1 s_1 = z_2 = \text{Wechselzahl für Motor II und}$$

$$\frac{z_2}{2p_2}(1 - s_2) = \frac{2p_1}{2p_2} n_1 s_1 (1 - s_2)$$

$$= \text{absolute Geschwindigkeit von Motor II.}$$

Die beiden absoluten Geschwindigkeiten einander gleichgesetzt, gibt

$$\frac{2p_1}{2p_2} n_1 s_1 (1 - s_2) = n_1 (1 - s_1)$$

oder wenn

$$\frac{2p_1}{2p_2} = \rho,$$

$$\rho s_1 - \rho s_2 s_1 = 1 - s_1$$

$$s_1 (\rho + 1 - \rho s_2) = 1$$

$$s_1 = \frac{1}{1 + \rho (1 - s_2)} \quad . \quad . \quad . \quad (3)$$

[1]) Vgl. Danielson, „E.T.Z." 1902, S. 656.

Das ist ein ganz ähnlicher Ausdruck wie Gleichung 2 für variable Uebersetzung.

Haben wir z. B. am Motor I 4 Pole bei 100 Wechseln, am Motor II dagegen nur 2 Pole, so wird

$$\frac{2 p_1}{2 p_2} = \rho = 2$$

und wir erhalten danach

$$s_1 = \frac{1}{3},$$

und als synchrone Geschwindigkeit des ganzen Aggregates

$$1500 (1 - s_1) = 1000$$

statt des eigentlichen Synchronismus von 1500 Touren.

Hat Motor II dagegen 8 Pole, d. i.

$$\rho = \frac{1}{2},$$

so wird

$$s_1 = \frac{1}{1,5} = \frac{2}{3},$$

und der neue Synchronismus wird

$$1500 (1 - s_1) = 500 \text{ Touren.}$$

Wir können endlich noch weiter verallgemeinern, indem wir gleichzeitig Polzahl und Uebersetzung ändern; dann müssen wir schreiben

$$u \frac{2 p_1}{2 p_2} n_1 s_1 (1 - s_2) = n_1 (1 - s_1)$$

$$u \rho s_1 - u \rho s_2 s_1 = 1 - s_1$$

$$s_1 (u \rho + 1 - u \rho s_2) = 1$$

$$s_1 = \frac{1}{1 + u \rho (1 - s_2)} \quad . \quad . \quad (4)$$

In dieser allgemeinsten Formel sind sämtliche Synchronismen enthalten, welche durch Kaskadenschaltung zweier Motoren beliebiger Polzahl, die durch ein beliebiges Uebersetzungsverhältnis miteinander gekuppelt sind, erhalten werden können.

Zweiter Teil.

Das Diagramm der Kaskadenschaltung mit Berücksichtigung der Verluste.

Bevor wir zur Herleitung des vervollständigten Diagramms der Kaskadenschaltung, insbesondere mit Berücksichtigung der Ohmschen Widerstände übergehen, ist es notwendig, das bisher verwendete Kreisdiagramm von Heyland ebenfalls auf die Veränderungen hin zu untersuchen, welchen dieses bei Berücksichtigung — besonders der Verluste durch den primären Ohmschen Widerstand — unterliegt.

A. Berücksichtigung der Verluste im normalen Kreisdiagramm.

1. Verluste im Rotor.

Es ist von vornherein klar, dass, wie ich seiner Zeit E.T.Z. 1900, Heft 23, ausgeführt habe, die im Rotor auftretenden Verluste im Kupfer ebensowenig einen Einfluss auf den Kreis ausüben können, wie die Reibungsverluste, denn ob der sekundäre Wattstrom zur Erzeugung von Kupferwärme oder mechanischer Energie verwendet wird, ist für die Form des Diagramms gleichgültig — es wäre ja sogar zulässig, dass alle Energie in Wärme verwandelt würde — wie beim rein elektrischen Transformator —, ohne dass eine prinzipielle Aenderung an der Betrachtungsweise damit gegeben wäre. Dass die Reibungsverluste andererseits nichts weiter als eine mechanische Belastung darstellen und darum ohne weiteres sich den Bedingungen, unter denen das Heylandsche Diagramm abgeleitet wurde, anpassen, ist a priori einleuchtend.

2. Eisenverluste.

Es bleiben noch die Verluste im Stator, bestehend aus den Verlusten im Eisen V_h und den primären Kupferverlusten; beide Gruppen müssen offenbar gerade so wirken, wie wenn sie ausserhalb des betrachteten Motors wären, etwa wie ein fremder vorgeschalteter Widerstand. Sie werden infolgedessen offenbar einen verzerrenden Einfluss auf den Kreis ausüben müssen.

Welche Veränderung die Eisenverluste an diesem hervorbringen, ist sehr leicht zu übersehen, wenn man bedenkt, dass diese in allen

vorkommenden Belastungsgrenzen konstant sind, daher einem konstanten zusätzlichen Wattstrom i_h entsprechen müssen. Dies hat dieselbe Wirkung, als ob die Ordinatenachse (Fig. 16) um die Strecke i_h nach links gerückt würde und das zu demselben Leerstrom i_0 gehörige i_w auf $i_w + i_h$ gewachsen wäre.

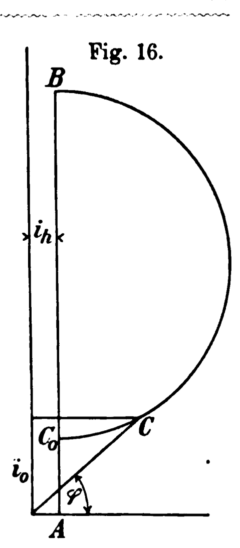


Fig. 16.

Man sieht, auch hierdurch wird noch der eigentliche Kreis nicht geändert, sondern nur sein Mittelpunkt verschoben. Alle übrigen Verhältnisse bleiben unberührt, nur cos φ wird um ein geringes, d. h. im Verhältnis $\frac{i_w + i_h}{i_w}$ verbessert.

3. Primäre Kupferverluste.

Es bleiben demnach allein die primären Kupferverluste übrig, deren Wirkung darin besteht, dass sie das Primärfeld $AB = \frac{1}{\tau} i_m$ und daher auch den zugehörigen Magnetisierungsstrom $AC_0 = i_m$ verringern, gleichzeitig aber auch seine Richtung ändern.

Heyland[1]) macht nun bewusst die, wie ich bald zeigen werde, nicht immer zulässige Vernachlässigung des Magnetisierungsstromes, indem er das Feld n_2, welches dem Spannungsabfall ir entspricht, nicht senkrecht zu i aufträgt (Fig. 17), sondern in Richtung des Ankerfeldes BC, welches immer stumpfwinklig zu i steht. Diese Vernachlässigung ist bei grossen Motoren mit kleinem Streufaktor τ wirklich geringfügig, bei kleineren Motoren jedoch nicht mehr, und ist der Grund für die häufig schlechte Uebereinstimmung der aus dem Diagramm erhaltenen Werte für cos φ mit den durch Messung gefundenen.

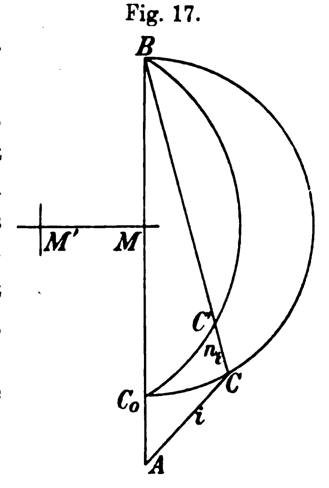


Fig. 17.

In Wirklichkeit stellt sich der Leistungsfaktor nicht unwesentlich höher.

---

[1]) Vgl. Sammlung elektrot. Vorträge von Prof. Voit, 1900, Bd. II.

Heyland kommt durch diese Annahme (l. c.) auf die Konstruktion eines zweiten Kreises mit einem nach links verschobenen Mittelpunkt M', welcher den geometrischen Ort des Punktes C' darstellt, wo $\overline{CC'} = n_\varepsilon$ (Fig. 17).

Exakt ist jedoch allein die Darstellung des Diagramms Fig. 18; hierin ist, wie vorher (Fig. 17),

$$\overline{AB} = N_1 = \frac{1}{\tau}\, i_m,$$

das Feld, welches der Klemmenspannung e entspricht,

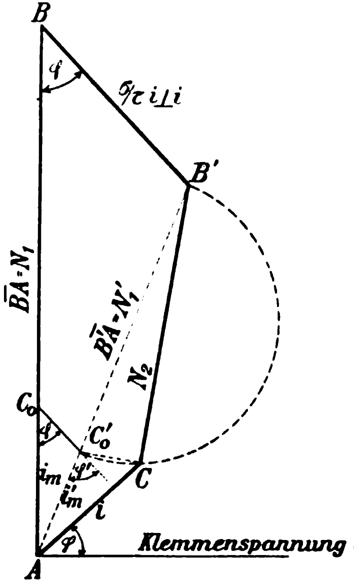
$$\overline{AC_0} = i_m$$

und

$$\overline{AC} = i$$

oder gleich dem Streufeld, welches der Primärstrom i hervorruft.

Fig. 18.



Dieser Strom i erzeugt nun im Widerstand r der Primärwicklung einen Spannungsabfall

$$\varepsilon = i\, r$$

in seiner eigenen Richtung und verbraucht hierzu ein Feld, welches senkrecht hierzu, also auch senkrecht zu i stehen muss, dies Feld ist dargestellt durch

$$\overline{BB'} \perp \overline{AC},$$

so dass

$$\sphericalangle\, ABB' = \varphi$$

den Winkel der Phasenverschiebung zwischen Klemmenspannung und Strom darstellt.

Die geometrische Subtraktion von $\overline{BB'}$ gibt nun das Feld $\overline{AB'} = N_1'$, welches erst dasjenige Primärfeld darstellt, auf welches der Heylandsche Kreis (gestrichelt gezeichnet) exakt Anwendung findet; die Strecke $\overline{B'C}$ stellt somit das Ankerfeld N_2 dar, auf welchem das Ankerstreufeld

$$\overline{C_0'C} = i_2$$

senkrecht steht und auf $\overline{AB'}$ den entsprechenden Magnetisierungsstrom $\overline{AC_0'} = i_m'$ abschneidet:

$$i_m' = \tau \,.\, N_1'.$$

Damit ist das Felderpolygon ABB'C geschlossen, und die Aufgabe ist nun, den geometrischen Ort für den Punkt C zu finden, welcher den neuen Voraussetzungen entspricht.

Wie Ossanna (E.T.Z. 1900, S. 712) nachgewiesen hat, ist auch dieser geometrische Ort abermals ein Kreis, dessen Mittelpunktskoordinaten sich auf folgendem vereinfachten Wege bestimmen lassen:

Zwischen den gestrichelten Grössen finden exakt die Beziehungen des Kreisdiagramms Anwendung, wir haben also

$$i_w'^2 = (i_0' - i_m')\left(\frac{1}{\tau}\, i_m' - i_0'\right)^{1)}$$

oder

$$\tau\, i_w'^2 = (i_0' - i_m')\,(i_m' - \tau\, i_0') = (1+\tau)\, i_0' i_m' - \tau\, i_0'^2 - i_m'^2 \;.\;. \quad (1)$$

Wir haben jetzt die Koordinatentransformation von i_w' und i_0' auf i_w und i_0 vorzunehmen und erhalten hierfür aus dem kleinen rechtwinkligen Dreieck über $A C_0$ (Fig. 18) die Beziehungen:

$$i_m \sin\varphi = i_m' \sin\varphi'$$

oder

$$i_m \frac{i_0}{i} = i_m' \frac{i_0'}{i},$$

woraus

$$i_m\, i_0 = i_m'\, i_0' \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (2)$$

Nun entspricht in dem grossen Dreieck ABB' (Fig. 18) die Seite $\overline{BB'}$ dem Felde, welches durch den Spannungsabfall i r vernichtet wird, andererseits $\overline{AB} = \frac{1}{\tau}\, i_m$ der gesamten Klemmenspannung e, es wird sich also verhalten

$$\overline{BB'} : \overline{AB} = i\,r : e$$

also

$$\overline{BB'} = \overline{AB} \,.\, \frac{i\,r}{e} = \frac{i_m\, r}{e}\, i.$$

4. Einführung der charakteristischen Grösse σ.

Betrachten wir diesen letzten Ausdruck näher, so erkennen wir in dem Faktor $\frac{i_m \,.\, r}{e}$ das für alle Belastungen konstante Verhältnis des Spannungsabfalles bei Leerlauf $i_m \,.\, r$ zur konstanten Klemmenspannung. Dieses Verhältnis ist ganz analog dem Streufaktor, welchen

[1]) Ableitung vgl. E.T.Z. 1900, Heft 23. Wegen der Bezeichnung vgl. auch Fig. 21, aus welcher diese Beziehung direkt abzulesen ist.



wir bekanntlich als das Verhältnis des Streufeldes bei Leerlauf zum konstanten primären Felde definieren: es entspricht also

Spannungsabfall bei Leerlauf — dem Streufeld bei Leerlauf,
konstante primäre Klemmenspannung — dem konstanten Primärfelde.

Dieses so gekennzeichnete Verhältnis erweist sich als eine ebenso charakteristische Grundgrösse für das Verhalten des Motors, wie der Streufaktor selbst und soll im folgenden mit der Benennung Leerlaufsabfall und dem Zeichen σ verwendet werden, so dass

$$\sigma = \frac{i_m \cdot r}{e},$$

wo r der primäre Widerstand, i_m der Magnetisierungsstrom bei Leerlauf und e die konstante Klemmenspannung.

5. Ableitung des charakteristischen Kreises.

Damit erhalten wir für $\overline{BB'}$ den vereinfachten Ausdruck

$$\overline{BB'} = \frac{\sigma}{\tau}\, i.$$

Da ferner nach Konstruktion

$$\triangle\, A C_0 C_0' \sim \triangle\, A B B',$$

so erhalten wir

$$\overline{C_0 C_0'} : \overline{BB'} = \overline{A C_0} : \overline{AB} = \tau,$$

woraus

$$\overline{C_0 C_0'} = \frac{\sigma}{\tau}\, i \cdot \tau = \sigma i,$$

und hieraus ergibt sich in dem kleinen Dreieck $A C_0 C_0'$ der Wert für

$$i_m'^2 = i_m^2 + \sigma^2 i^2 - 2 i_m \cdot \sigma i \cos \varphi$$

oder

$$i_m'^2 = i_m^2 + \sigma^2 i^2 - 2 \sigma i_m i_w \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (3)$$

Führen wir die beiden so gewonnenen Beziehungen 2 und 3 in Gleichung 1 ein, welche wir schreiben

$$\tau (i_w'^2 + i_0'^2) - (1 + \tau)\, i_0' i_m' + i_m' = 0,$$

so erhalten wir

$$\tau i^2 - (1 + \tau) i_0 i_m + i_m^2 + \sigma^2 i^2 - 2 \sigma i_m i_w = 0$$

oder

$$(\tau + \sigma^2) i^2 - (1 + \tau) i_0 i_m - 2 \sigma i_m i_w + i_m^2 = 0$$

und wegen

$$i^2 = i_w^2 + i_0^2$$

$$i_w^2 + i_0^2 - \frac{1+\tau}{\tau+\sigma^2} i_0 i_m - \frac{2\sigma}{\tau+\sigma^2} i_w i_m + \frac{1}{\tau+\sigma^2} i_m^2 = 0 \quad (4)$$

Dies ist die gesuchte Grundgleichung der neuen Kurve für den geometrischen Ort von C, dessen Koordinaten i_w und i_0.

Nach einer bekannten Beziehung aus der analytischen Geometrie ist aber die schematische Gleichung eines Kreises, dessen Mittelpunktskoordinaten i_{00} und i_w heissen mögen und dessen Radius R ist:

$$i_w^2 + i_0^2 - 2 i_{00} \cdot i_0 - 2 i_{w_0} \cdot i_w + (i_{w_0}^2 + i_{00}^2 - R^2) = 0.$$

Man sieht sofort, dass diese Gleichung mit der soeben abgeleiteten Grundgleichung 4 identisch wird, wenn man setzt:

$$i_{00} = \frac{1}{2} \frac{1+\tau}{\tau+\sigma^2} i_m \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (5)$$

ferner

$$i_{w_0} = \frac{\sigma}{\tau+\sigma^2} i_m \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (6)$$

endlich

$$i_{w_0}^2 + i_{00}^2 - R^2 = \frac{1}{\tau+\sigma^2} i_m^2,$$

hieraus

$$R^2 = \frac{(1+\tau)^2 + 4\sigma^2 - 4(\tau+\sigma^2)}{4(\tau+\sigma^2)^2} i_m^2$$

und

$$R = \frac{1}{2} \frac{1-\tau}{\tau+\sigma^2} i_m \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (7)$$

Damit sind alle Bestimmungsstücke für die Konstruktion des exakt richtigen Kreises, welcher an Stelle des idealen Kreises tritt, gegeben. Die entsprechenden Werte für diesen „idealen“ Kreis erhält man durch Einsetzung von

$$\sigma = 0;$$

dann wird:

$$i_{00} = \frac{1}{2} \frac{1+\tau}{\tau} i_m; \quad i_{w_0} = 0; \quad R = \frac{1}{2} \frac{1-\tau}{\tau} i_m.$$

Die Grösse der Veränderung, welche dieser Kreis erfährt, ist daher allein durch die Grösse von σ bestimmt und hierüber können wir uns auf folgendem Wege ein ungefähres Bild verschaffen.

Der primäre Spannungsabfall eines etwa 12 PS.-Motor wird im Durchschnitt mit etwa 4 % bei normaler Last einzusetzen sein, d. h.

$$\frac{i \, . \, r}{e} = 0{,}04 ;$$

nun wird ein solcher Motor bei guter Ueberlastbarkeit einen Leerlaufstrom von etwa 30% des Normalstromes zeigen und demnach wird

$$\sigma = \frac{i_m \, r}{e} = 0{,}3 \, . \, \frac{i \, r}{e} = 0{,}012$$

werden, gegenüber einem Streufaktor

$$\tau = \frac{i_m}{i_k} = 0{,}05.$$

In den drei Ausdrücken 5, 6, 7 steht durchgängig im Nenner die Summe

$$\tau + \sigma^2 = 0{,}05 + 0{,}00014 = 0{,}05014.$$

Man erkennt also, dass σ^2 in diesem Fall nicht ganz 0,3% von τ ausmacht und wir können hiernach ganz allgemein aussprechen, dass bei allen praktisch brauchbaren Motoren σ^2 gegen τ vernachlässigt werden kann.

Die abgekürzten Beziehungen sind danach

$$i_{00} = \frac{1}{2} \, \frac{1 + \tau}{\tau} \, i_m \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (5\,a)$$

$$i_{w_0} = \frac{\sigma}{\tau} \, i_m \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (6\,a)$$

$$R = \frac{1}{2} \, \frac{1 - \tau}{\tau} \, i_m \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (7\,a)$$

In Worten heisst das: Kreisdurchmesser und Lage bleiben unverändert, nur der Koordinatenanfang A ist um die Strecke $i_{w_0} = \frac{\sigma}{\tau} \, i_m$ (Fig. 19) etwas nach links zu A′ gerückt, oder auch: der zu einem bestimmten wattlosen Strom i_0 gehörige Wattstrom i_w, wie er aus dem idealen Diagramm hervorgehen würde, wird um das konstante Stück $i_{w_0} = \frac{\sigma}{\tau} \, i_m$ vermehrt. Entsprechend sind die Gesamtströme i nicht mehr von A, sondern von A′ aus abzumessen und man ersieht sofort, dass hierdurch besonders bei kleineren Belastungen der Leistungsfaktor $\cos \varphi$ wesentlich bessere Werte annehmen wird, als nach dem idealen Diagramm.

Löst man noch die jetzige Grundgleichung 4 als quadratische Gleichung nach i_w auf, so erhält man

$$i_w = \sqrt{\frac{1}{\tau + \sigma^2}\left(i_m i_0 [1 + \tau] - i_0^2 [\tau + \sigma^2] - \frac{\tau}{\tau + \sigma^2} i_m^2\right)} + \frac{\sigma}{\tau + \sigma^2} i_m \quad (8)$$

oder mit der zulässigen Vernachlässigung von σ^2

$$i_w = \sqrt{\frac{1}{\tau}(i_m - \tau i_0)(i_0 - i_m)} + \frac{\sigma}{\tau} i_m. \quad . \quad . \quad . \quad (8a)$$

Auch aus dieser letzten Gleichung 8a ist der oben erwähnte Charakter des neuen Kreises zu erkennen, wonach die zu einem bestimmten i_0 gehörigen Werte von i_w, wenn sie nach dem idealen Kreis berechnet sind, alle um die konstante Grösse

$$i_{w_0} = \frac{\sigma}{\tau}\, i_m$$

vermehrt werden müssen, da das Glied unter der Wurzel der Grundgleichung[1]) des idealen Kreises entspricht.

Der Endeffekt ist somit ganz analog dem Vorgang bei Berücksichtigung der Eisenverluste durch Fig. 19 dargestellt, und wir erhalten das vollständige Diagramm, wenn die Ordinatenaxe um eben jenes Stück i_h, entsprechend den Eisenverlusten, abermals nach links zum Anfangspunkt A_2 verschoben wird; das so vervollständigte Diagramm wird durch Fig. 20 dargestellt.

Fig. 19.

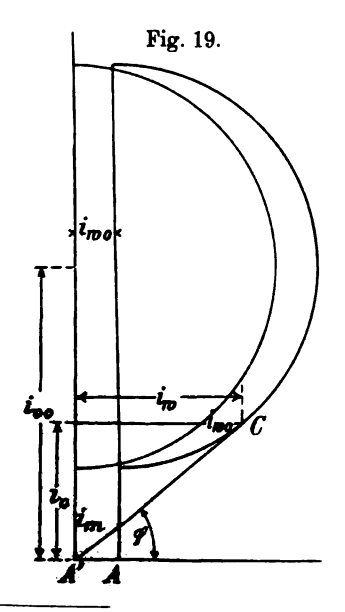
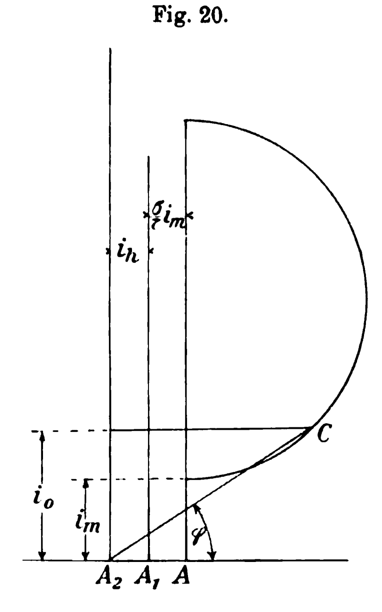


Fig. 20.



[1]) Ableitung vgl. E.T.Z. 1900, Heft 23.

Es wird nun häufig noch dieses Diagramm zur Lösung weiterer Aufgaben verwendet, indem durch Zuhilfenahme recht eleganter geometrischer Konstruktionen versucht wird, alle sonstigen wichtigen Bestimmungsstücke möglichst direkt ablesbar zu machen, d. h. Drehmoment, Schlüpfung, Wirkungsgrad u. s. f. In der Praxis zeigt sich jedoch, wie überall, so auch hier, dass die Graphik wohl vorzüglich zur Ableitung der Gesetze, zur prinzipiellen Veranschaulichung der Vorgänge dienen kann, jedoch bei der prinzipiellen Behandlung von praktischen Aufgaben nur mit Vorsicht zu handhaben ist.

6. Praktische Anwendung des Diagramms.

Schärfer und sicherer rechnet man doch immer mit Zahlen, falls die Formeln einigermassen handlich sind.

Die Fragen, deren Beantwortung in der Praxis verlangt wird, sind nun:

1. der Verlauf des Leistungsfaktors cos φ,
2. „ „ „ Wirkungsgrades η,
3. „ „ „ Primärstromes i,
4. „ „ der Schlüpfung s,

alles in Abhängigkeit von der abgegebenen Leistung L, wobei durch Rechnung bezw. Messung als gegeben anzusehen ist:

1. der Streufaktor τ,
2. „ Leerlaufsabfall σ,
3. „ Leerstrom i_m,
4. „ primäre und sekundäre Widerstand r_1, bezw. r_2,
5. „ Verlust im Eisen V_e,
6. „ „ durch Reibung V_r.

Da nun aus i und r_1 die primären Kupferverluste berechnet werden können, die Verluste durch Reibung und im Eisen aber direkt gegeben und konstant sind, so bleibt zur Bestimmung der Leistung nur noch die Kenntnis des Verlustes im Sekundärkupfer und damit die Notwendigkeit der Kenntnis von i_2 übrig.

Aus Fig. 21, welche einen Motor mit schlechtem Leistungsfaktor $\tau = 0,1$ und übertrieben grossem $\sigma = 0,08$ (d. h. 8 % Primärabfall bei Leerlauf) darstellt, Verhältnisse, die jedoch bei sehr kleinen Motoren durchaus noch möglich sind, erkennen wir in der Linie $\overline{DC}$ die Lage und Grösse des Sekundärstromes i_2.

Fig. 21.

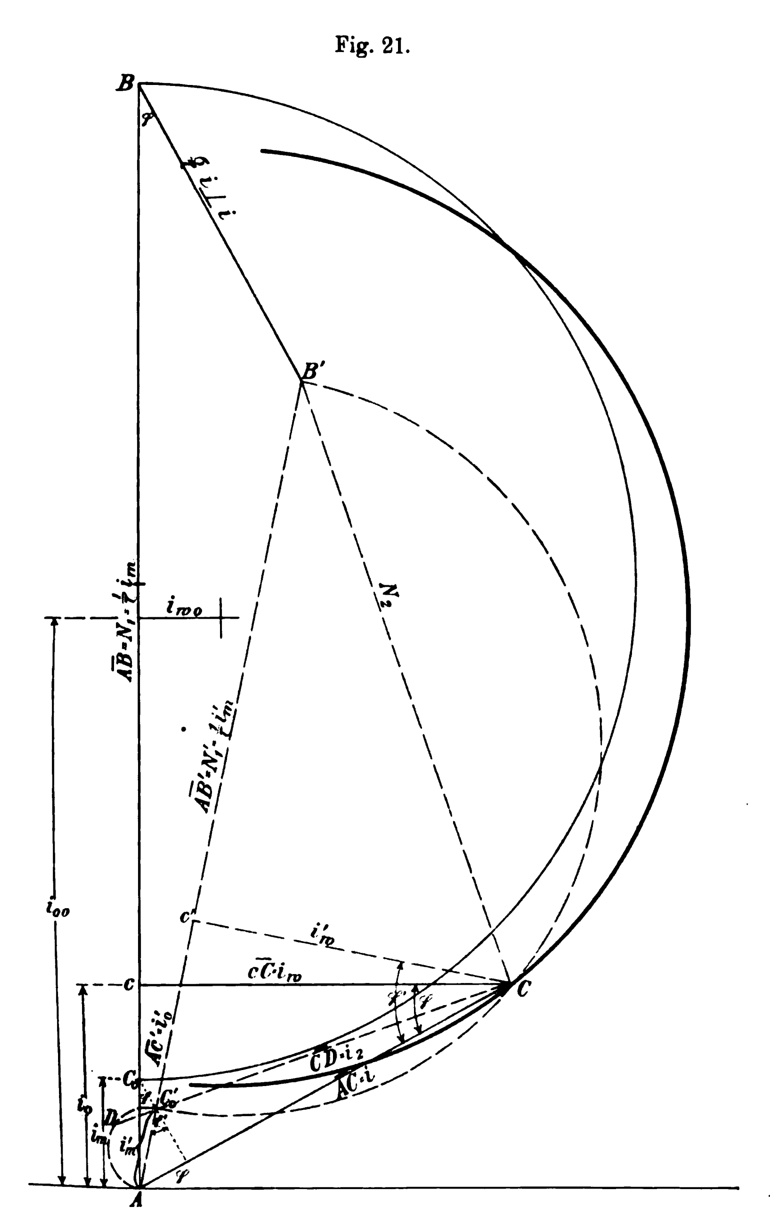


Diagramm eines kleinen Motors mit

$i_m = 22$; $\tau = 0,1$; $i_k = 220$; $\sigma = 0,08$; $i_{w0} = 16,5$; $i_{00} = 113,5$; $R = 93$.

Dünner Kreis —— ohne Berücksichtigung } des primären Spannungsabfalles.
Dicker „ —— mit „

[Massstab 2/3.]

Da nun wegen der Aehnlichkeit der zugehörigen Dreiecke

$$N_2 \cdot i_2 = i_w' N_1' = i_w' \cdot \frac{1}{\tau} i_m'$$

oder wegen

$$N_2^2 = (1-\tau) N_1' \cdot (N_1' - i_0') = \frac{1-\tau}{\tau} i_m' \left(\frac{1}{\tau} i_m' - i_0'\right)$$
$$= \frac{1-\tau}{\tau^2} i_m' (i_m' - \tau i_0),$$

wird

$$i_2^2 = \frac{1}{1-\tau} \frac{i_w'^2 \cdot i_m'}{i_m' - \tau i_0'};$$

oder wegen

$$i_w'^2 = \frac{1}{\tau} (i_m' - \tau i_0') (i_0' - i_m')$$

wird

$$i_2^2 = \frac{1}{\tau(1-\tau)} i_m' (i_0' - i_m')$$
$$= \frac{1}{1-\tau} \left(\frac{1}{\tau} i_m' [i_0' (1+\tau) - i_m'] - i_m' i_0'\right) \quad . \quad . \quad . \quad (9)$$

Nun ist aber

$$i^2 = \frac{1}{\tau} i_m' [i_0' (1+\tau) - i_m']$$

folglich

$$i_2^2 = \frac{1}{1-\tau} (i^2 - i_m' i_0') \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (10)$$

Da endlich nach Gleichung 2, S. 207

$$i_m' i_0' = i_m i_0,$$

so bekommen wir zur Berechnung des Sekundärstromes die einfache Formel

$$i_2^2 = \frac{1}{1-\tau} (i^2 - i_m i_0) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (11)$$

Somit ist auch diese noch fehlende Grösse durch eine einfache Beziehung mit den bereits bekannten Werten i und i_0 verbunden und wir können nunmehr zur praktischen Verwertung der gewonnenen Resultate schreiten.

7. Numerisches Beispiel und Formelsammlung.

Diese können am besten an der Hand des in Tabelle 1 durchgerechneten Beispieles verfolgt werden.

Hier ist ein Motor von ca. 150 kw = 200 PS Leistung und 1000 Touren angenommen, von welchem durch Messung bekannt ist:

$$\sigma = 0{,}008;\ \tau = 0{,}04;\ r_1 = 0{,}57\ \Omega = r_2;\ i_m = 14;\ e = 1000;$$
$$V_e = 2400 \text{ Watt},\ V_r = 3000 \text{ Watt}.$$

Hieraus berechnet sich zunächst

$\frac{\sigma}{\tau} = 0{,}2;\ i_{w_0} = \frac{\sigma}{\tau}\, i_m = 2{,}8;\ i_h = \frac{V_e}{3000} = 0{,}8$, und wir wählen nun 6 möglichst geschickt verteilte Werte von i_0 zwischen Leerlaufs- und Umkehrpunkt, und berechnen hieraus in der ersten Horizontalreihe der zugehörigen Wattströme nach der Formel

$$i_w = \sqrt{\frac{1}{\tau}\,(i_m - \tau i_0)\,(i_0 - i_m)} + \frac{\sigma}{\tau}\, i_m,$$

daraus folgt:

$$i^2 = i_w^{\,2} + i_0^{\,2},$$

dann

$$i = \sqrt{i_w^{\,2} + i_0^{\,2}},$$

dann

$$\cos\varphi = \frac{i_w + i_h}{i},$$

dann die zugeführte Leistung:

$$L_I = 3e\,(i_w + i_h),$$

der Primärverlust $3i^2r$,

die auf den Anker übertragene Leistung:

$$L_{II} = L_I - V_e - 3i^2r,$$

hierauf

$$i_2^{\,2} = \frac{1}{1-\tau}\,(i^2 - i_m i_0),$$

der Sekundärverlust

$$3\,i_2^{\,2}r,$$

die abgegebene Leistung in Watt:

$$L = L_{II} - 3i_2^{\,2}r - V_r,$$

der Wirkungsgrad

$$\eta = \frac{L}{L_I},$$

die Schlüpfung

$$s = \frac{3i_2^{\,2}r}{L_{II}},$$

das Drehmoment

$$D = \frac{L_{II} \cdot 0{,}981}{(1-s) \cdot 1000} \text{ kgm}.$$

Tabelle I.

	1 $i_0 = 14{,}5$	2 $i_0 = 20$	3 $i_0 = 40$	4 $i_0 = 80$	5 $i_0 = 130$	6 $i_0 = 200$
$i_w = \sqrt{\frac{1}{\tau}(i_m - \tau i_0)(i_0 - i_m) + \frac{\sigma}{\tau} i_m}$ $= \sqrt{25\,(14 - 0{,}04\, i_0)(i_0 - 14) + 2{,}8}$	15,7	47,3	92,8	136	163	170
$i^2 = i_w^2 + i_0^2$	456	2640	10200	24800	43300	59000
i	21,4	51,4	101	157	208	243
$\cos\varphi = \frac{i_w + i_h}{i} = \frac{i_w + 0{,}8}{i}$	0,77	0,935	0,918	0,865	0,79	0,70
$L_I = 3\,e\,(i_w + i_h) = 3000\,(i_w + 0{,}8)$ . . kw	49,6	150	281	410	490	512
$3\,i^2 r = 1{,}71\, i^2$ . . . . Watt	780	4520	17400	42500	74200	101000
$L_{II} = L_I - V_e - 3\,i_2^2 r$ $= L_I - 2400 - 1{,}71\, i_2^2$ . . kw	46,4	143	261	365	413	409
$i_2^2 = \frac{1}{1-\tau}(i^2 - i_m i_0)$ $= 1{,}04\, i^2 - 14{,}6\, i_0$	263	2470	10200	24800	43300	59000
$3\,i_2^2 r = 1{,}71\, i_2^2$ . . . Watt	450	4250	17400	42500	74200	101000
$L = L_{II} - 3\,i_2^2 r - V_r$ $= L_{II} - 1{,}71\, i_2^2 - 3000$ . . . kw	43	136	241	320	336	305
$\eta = \frac{L}{L_I}$	0,87	0,91	0,86	0,78	0,69	0,595
$s = \frac{3\,i_2^2 r}{L_{II}}$ . . . . %	0,97	3,0	6,6	9,2	18	24,8
$D = \frac{L_{II} \cdot 0{,}981}{(1 - s_1)\,1000}$ . . . . kgm	47	144	275	395	492	532

Ersichtlich sind alle verwendeten Formeln einfach genug, um in der Praxis, wie Verfasser aus Erfahrung weiss, mit Vorteil verwendet zu werden: es ist thatsächlich möglich, die ganze vorstehende Rechnung in knapp ¾ Stunden zu erledigen.

Der Verlauf der Kurven ist in Fig. 24 dargelegt, in welcher alle Kurven mit Umkehrpunkt bei 340 kw sich auf vorliegende Rechnung beziehen.

Es sei besonders hervorgehoben, dass während der theoretische maximale Leistungsfaktor sich aus

$$\frac{1-\tau}{1+\tau} = 0{,}92$$

berechnen würde, in Wirklichkeit ein

$$(\cos\varphi)_{max} = 0{,}94$$

erreicht wird.

B. Berücksichtigung der Verluste im Kaskadendiagramm.

1. Ableitung des Diagramms der Fig. 22.

Eine Betrachtung von Fig. 5 lehrt, dass der Kreis über $\overline{C_0'M}$ ganz analog dem Diagramm eines normalen Motors angesehen werden kann, dessen Koordinatenanfang in C_0 liegt.

Sein Magnetisierungsstrom wäre:

$$i_m{}'_2 = \frac{1-\tau}{1+\tau}\, i_m{}'_1,$$

sein Streufaktor

$$\tau' = \frac{i_m{}'_2}{\frac{1}{2}\,\frac{1}{\tau}\, i_m{}'_1\,(1-\tau)} = \frac{2\,\tau}{1+\tau};$$

sein Leerlaufsabfall σ' (vgl. S. 207) ergibt sich daraus, dass als Widerstand für den Leerstrom i_{m_2} die Summe des Sekundärwiderstandes von Motor I plus Primärwiderstand von Motor II in Betracht kommt, als Klemmenspannung dagegen nur die um $\frac{1}{2}(1-\tau)$ verminderte primäre Klemmenspannung e, so dass, wenn wir die zulässige Annahme machen, dass die Widerstände in den 4 Wicklungen des Motorenpaares unter einander gleich und zwar gleich dem Widerstande r der Primärwicklung von Motor I sind:

$$\sigma' = \frac{i_m{}'_2 \cdot 2\,r}{e'\,(1-\tau)} = \frac{2}{1+\tau}\,\frac{i_m{}'r}{e'} = \frac{2\sigma}{1+\tau}.$$

Hierbei sei bemerkt, dass die Annahme der Gleichheit aller 4 Widerstände einerseits durchaus zulässig ist, andererseits ihren Ausdruck in der runden Zahl 2 findet, welche bei gewissen Untersuchungen, z. B. über den Einfluss von eingeschalteten Widerständen zwischen

den beiden Motoren leicht durch eine andere Zahl ersetzt werden kann; die Vereinfachung — wohl zu unterscheiden von Vernachlässigung — ist zur Gewinnung eines erleichterten Ueberblicks von Wert.

Die Betrachtung sei vorläufig auf den Fall beschränkt, dass der Primärwiderstand von Motor I einflusslos ist, denn nur dann ist der Punkt C_0 unbeweglich.

Unter dieser Voraussetzung lassen sich die Ausführungen von Teil II, Gleichung 5, 6, 7 anwenden und wir erhalten als Mittelpunktskoordinaten dieses neuen Kreises

$$i'_{w_0} = \frac{\sigma'}{\tau' + \sigma'^2} i_{m_2}' = \frac{2\sigma(1-\tau)}{2\tau(1+\tau)+4\sigma^2} i_m' = \frac{\sigma(1-\tau)}{\tau(1+\tau)+2\sigma^2} i_m'$$

$$i'_{00} = \frac{1}{2}\frac{1+\tau'}{\tau'+\sigma'^2} i_{m_2}' = \frac{1}{2}\frac{1+\dfrac{2\tau}{1+\tau}}{2\tau(1+\tau)+4\sigma^2}\cdot\frac{(1+\tau)^2(1-\tau)}{1+\tau} i_m'$$

$$= \frac{1}{4}\frac{(1+3\tau)(1-\tau)}{\tau(1+\tau)+2\sigma^2} i_m',$$

sein Radius:

$$R' = \frac{1}{2}\frac{1-\tau'}{\tau'+\sigma'^2} i_{m_2}' = \frac{1}{2}\frac{(1-\tau)^2}{2\tau(1+\tau)+4\sigma^2} i_m'$$

$$= \frac{1}{4}\frac{(1-\tau)^2}{\tau(1+\tau)+2\sigma^2} i_m'.$$

Demnach lautet die Gleichung dieses Kreises:

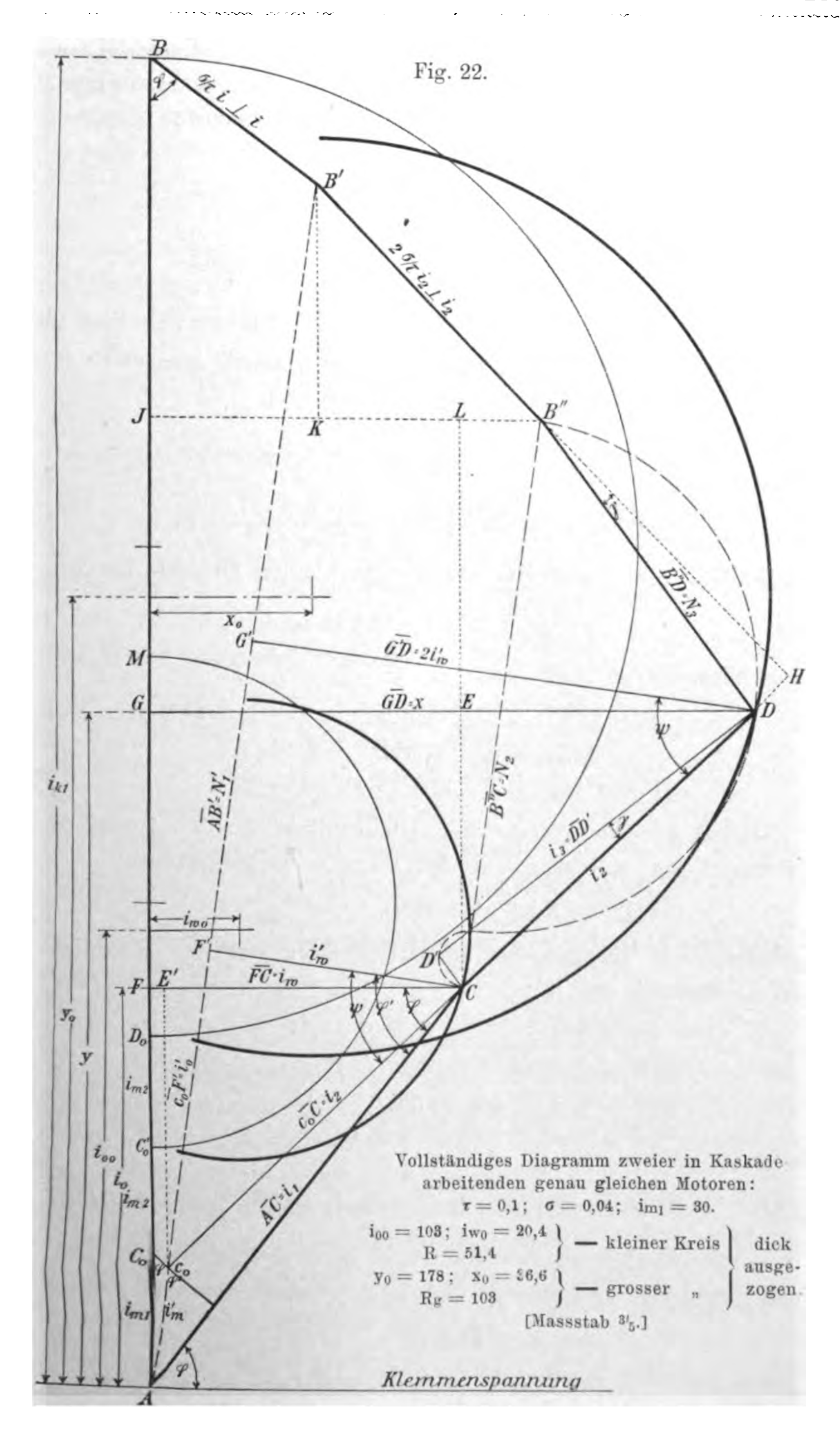
$$i_2^2 - \frac{1}{2}\frac{(1+3\tau)(1-\tau)}{\tau(1+\tau)+2\sigma^2} i_m' i_0' - \frac{2\sigma(1-\tau)}{\tau(1+\tau)+2\sigma^2} i'_m i'_w$$

$$+ \frac{1}{2}\frac{(1-\tau)^2}{\tau(1+\tau)+2\sigma^2} i_m'^2 = 0. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

Für den entsprechenden grossen Kreis, als geometrischen Ort desjenigen Punktes, welcher die Verdoppelung von i_2 darstellt, verdoppeln sich natürlich auch die drei Konstanten i_{w_0}', i_{00}' und R'.

Beide Kreise (Fig. 22) erleiden jedoch eine abermalige Aenderung, wenn jetzt auch noch der Primärwiderstand r von Motor I berücksichtigt wird. Ganz entsprechend den Ausführungen in Teil II, Seite 206, vermindert sich dann i_{m_1} durch geometrische Subtraktion einer Strecke $\sigma i_1 \perp i_1$: auf die Grösse von i_m', und der Kreis der Gleichung 1 gewinnt erst seine Bedeutung in Bezug auf die jeweilige veränderte Lage der Strecke i_m'.

Fig. 22.



Vollständiges Diagramm zweier in Kaskade arbeitenden genau gleichen Motoren:
$\tau = 0{,}1$; $\sigma = 0{,}04$; $i_{m1} = 30$.
$i_{00} = 103$; $i_{w0} = 20{,}4$; $R = 51{,}4$ — kleiner Kreis
$y_0 = 178$; $x_0 = 26{,}6$; $R_g = 103$ — grosser „
dick ausgezogen.
[Massstab 3/5.]

Wir stehen daher vor der Aufgabe, seine Koordinaten i_w' und i_0' auf i_0 und i_w zu transformieren und haben hierfür, wie aus Figur 22 hervorgeht, in dem kleinen Dreieck über $\overline{AC_0}$ zunächst:

$$i_m \sin\varphi = i_m' \sin\varphi'$$

oder

$$i_m \frac{i_0}{i_1} = i_m' \frac{i_0' + i_m'}{i_1}$$

und hieraus

$$i_m' i_0' = i_m i_0 - i_m'^2; \quad \ldots \ldots \ldots \quad (2)$$

ferner ist aus Fig. 22 an demselben kleinen Dreieck abzulesen:

$$i_m' \cos\varphi' = i_m \cos\varphi - \sigma i_1$$

oder

$$i_m' i_1 \cos\varphi' = i_m i_1 \cos\varphi - \sigma i_1^2$$

d. h.:

$$i_m' i_w' = i_m i_w - \sigma i_1^2. \quad \ldots \ldots \ldots \quad (3)$$

Endlich geht — wieder aus diesem kleinen Dreieck, hervor:

$$i_m'^2 = i_m^2 + \sigma^2 i_1^2 - 2\sigma i_m i_w \quad \ldots \ldots \quad (4)$$

Schliesslich ist noch

$$i_2^2 = i_1^2 + i_m'^2 - 2 i_1 i_m' \sin\varphi' = i_1^2 + i_m'^2 - 2 i_m i_0$$
$$i_2^2 = i_1^2 - 2 i_m i_0 + i_m^2 + \sigma^2 i_1^2 - 2\sigma i_m i_w$$
$$i_2^2 = (1 + \sigma^2) i_1^2 - 2 i_m i_0 - 2\sigma i_m i_w + i_m^2 \quad \ldots \quad (5)$$

Setzen wir die Werte der Gleichungen 2, 3, 4 und 5 in Gleichung 1 ein, welche wir in der Form schreiben wollen

$$i_2^2 = A i_m' i_0' + B i_m' i_w' - C i_m'^2,$$

so erhalten wir die gesuchte neue Gleichung mit den Koordinaten i_0 und i_w statt i_0' und i_w':

$$\begin{aligned}(1 + \sigma^2) i_1^2 - 2 i_m i_0 - 2\sigma i_m i_w + i_m^2 \\ = A i_m i_0 - (A + C) i_m'^2 + B i_m i_w - \sigma B i_1^2 \\ = A i_m i_0 + B i_m i_w - \sigma B i_1^2 - (A + C) i_m^2 \\ + 2\sigma (A + C) i_m i_w - (A + C)\sigma^2 i_1^2\end{aligned}$$

oder:

$$(1 + \sigma B + \sigma^2 [1 + A + C]) i_1^2 - (2 + A) i_m i_0 - (B + 2\sigma[1 + A + C]) i_m i_w + (1 + A + C) i_m^2 = 0$$

$$i_1^2 - \frac{2 + A}{1 + \sigma B + \sigma^2 (1 + A + C)} i_{m_1} i_0 - \frac{B + 2\sigma(1 + A + C)}{1 + \sigma B + \sigma^2 (1 + A + C)} i_{m_1} i_w + \frac{1 + A + C}{1 + \sigma B + \sigma^2 (1 + A + C)} i_{m_1}^2 = 0. \quad \ldots \quad (6)$$

Berücksichtigt man, dass in dieser Gleichung die Grösse $i_1^2 = i_w^2 + i_0^2$, so erkennen wir, dass wir abermals einen Kreis vor uns haben mit den Mittelpunktskoordinaten:

$$i_{00} = \frac{1}{2} \frac{2 + A}{1 + \sigma B + \sigma^2 (1 + A + C)} \cdot i_{m_1}$$

$$i_{w_0} = \frac{1}{2} \cdot \frac{B + 2\sigma (1 + A + C)}{1 + \sigma B + \sigma^2 (1 + A + C)} \cdot i_{m_1}$$

und dem Kreisradius

$$R = \frac{1}{2} \frac{\sqrt{B^2 + A^2 - 4C}}{1 + \sigma B + \sigma^2 (1 + A + C)} \cdot i_{m_1}.$$

Hierin bedeutet

$$A = \frac{1}{2} \frac{(1 + 3\tau)(1 - \tau)}{\tau (1 + \tau) + 2\sigma^2}; \quad B = \frac{2\sigma (1 - \tau)}{\tau (1 + \tau) + 2\sigma^2};$$

$$C = \frac{1}{2} \frac{(1 - \tau)^2}{\tau (1 + \tau) + 2\sigma};$$

diese Werte eingesetzt, ergeben:

$$i_{00} = \frac{1}{4} \frac{1 + 6\tau + \tau^2 + 8\sigma^2}{\tau (1 + \tau) + \sigma^2 (5 - \tau + 2\sigma^2)} i_{m_1} \quad . \; . \; . \quad (7)$$

$$i_{w_0} = \frac{2\sigma (1 + \sigma^2)}{\tau (1 + \tau) + \sigma^2 (5 - \tau + 2\sigma^2)} i_{m_1} \quad . \; . \; . \; . \quad (8)$$

$$R = \frac{1}{4} \frac{(1 - \tau)^2}{\tau (1 + \tau) + \sigma^2 (5 - \tau + 2\sigma^2)} i_{m_1} \quad . \; . \; . \quad (9)$$

Die Grundgleichung des kleinen Kreises ist daher nach Einsetzung der Werte 7, 8, 9:

$$i_1^2 - \frac{1}{2} \frac{1 + 6\tau + \tau^2 + 8\sigma^2}{\tau (1 + \tau) + \sigma^2 (5 - \tau + 2\sigma^2)}$$
$$- \frac{4\sigma (1 + \sigma^2)}{\tau (1 + \tau) + \sigma^2 (5 - \tau + 2\sigma^2)} i_m i_w$$
$$+ \frac{1 + \tau + 2\sigma^2}{\tau (1 + \tau) + \sigma^2 (5 - \tau + 2\sigma^2)} i_m^2 = 0 \quad . \quad (10)$$

Diese Gleichung lässt sich noch für denjenigen, der das analytische Rechnen wegen grösserer Genauigkeit vorzieht, am bequemsten in folgender Weise schreiben:

$$i_w^2 + i_0^2 - 2 i_{00} \cdot i_0 - 2 i_{w_0} \cdot i_w + (i_{00}^2 + i_{w_0}^2 - R^2) = 0.$$

Dies als quadratische Gleichung nach i_w aufgelöst, gibt

$$i_w = i_{w_0} + \sqrt{i_{w_0}^2 - i_0^2 + 2\,i_{00} \cdot i_0 - i_{00}^2 - i_{w_0}^2 + R^2}$$

oder endlich

$$i_w = \sqrt{i_0\,(2 i_{00} - i_0) - i_{00}^2 + R^2} + i_{w_0}. \quad . \quad . \quad . \quad (10a)$$

Zur vollständigen Lösung aller Aufgaben brauchen wir nun noch den grösseren Kreis Fig. 22, dessen Koordinaten mit x und y bezeichnet werden sollen.

Aus Fig. 22 erkennen wir

$$\triangle\, CED \cong C c_0 E'$$

hieraus

$$\overline{DE} = \overline{CE'} = i_w - \sigma i \sin\varphi = i_w - \sigma i_0,$$

woraus

$$x = i_w + \overline{DE} = 2\,i_w - \sigma i_0 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (11)$$

Zur Bestimmung von y haben wir

$$\overline{CE} = \overline{c_0 E'} = i_0 - i_m + \sigma i \cos\varphi = i_0 - i_m + \sigma i_w,$$

woraus

$$y = i_0 + \overline{CE} = 2 i_0 + \sigma i_w - i_m \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (12)$$

Aus Gleichung 11 und 12 bestimmt sich

$$i_0 = \frac{2 i_w - x}{\sigma}, \text{ hieraus } y = \frac{4\,i_w}{\sigma} - \frac{2x}{\sigma} + \sigma i_w - i_m \text{ und}$$

$$i_w = \frac{\sigma y + 2x + \sigma i_m}{4 + \sigma^2} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (13)$$

ferner

$$i_w = \frac{x + \sigma i_0}{2}, \text{ hieraus } y = 2 i_0 + \frac{\sigma x}{2} + \frac{\sigma^2 i_0}{2} - i_m \text{ und}$$

$$i_0 = \frac{2y - \sigma x + 2\,i_m}{4 + \sigma^2} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (14)$$

endlich

$$i_1^2 = i_w^2 + i_0^2$$

$$= \frac{1}{(4+\sigma^2)^2}\,(\sigma^2 y^2 + 4x^2 + \sigma^2 i_m^2 + 4\,\sigma x y + 2\,\sigma^2 y i_m + 4\,\sigma x i_m$$
$$+ 4y^2 + \sigma^2 x^2 + 4 i_m^2 - 4\,\sigma x y + 8\,y\,i_m - 4\,\sigma x i_m)$$

$$i_1^2 = \frac{1}{4+\sigma^2}\,(y^2 + x^2 + i_m^2 + 2\,i_m\,y) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (15)$$

Führen wir die so gewonnenen Werte der Gleichungen 13, 14, 15 in die Grundgleichung 10 ein, welche wir in der Form

$$i_1^2 - \alpha\, i_m\, i_0 - \beta\, i_m\, i_w + \gamma\, i_m^2 = 0$$

benützen wollen, so ergibt sich

$$\left.\begin{aligned} y^2 + x^2 + 2 i_m\, y \qquad\quad & + i_m^2 \\ - 2\alpha i_m\, y - 2\alpha\, i_m^2 & + \alpha\sigma\, i_m\, x \\ - \sigma\beta i_m\, y - \beta\sigma\, i_m^2 & - 2\beta\, i_m\, x \\ + \gamma\,(4 + \sigma^2)\, i_m^2 & \end{aligned}\right\} = 0$$

oder

$$\begin{aligned} y^2 + x^2 - (2\alpha + \sigma\beta - 2)\, i_m y - (2\beta - \alpha\sigma)\, i_m x \\ + (1 - 2\alpha - \sigma\beta + [4 + \sigma^2]\,\gamma)\, i_m^2 = 0 \quad . \; . \; . \quad (16) \end{aligned}$$

Abermals erhalten wir die charakteristische Gleichung eines Kreises mit den Mittelpunktskoordinaten:

$$y_0 = \frac{1}{2}\,(2\alpha + \sigma\beta - 2)\; i_m \quad . \; . \; . \; . \; . \quad (17)$$

$$x_0 = \frac{1}{2}\,(2\beta - \sigma\alpha)\; i_m \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (18)$$

und den Kreisradius

$$R_g = \frac{1}{2}\,\sqrt{(4 + \sigma^2)\,(\alpha^2 + \beta^2 - 4\gamma)}\; i_m \quad . \; . \; . \; . \quad (19)$$

Hierin ist noch zu ersetzen:

$$\alpha = \frac{1}{2}\,\frac{1 + 6\tau + \tau^2 + 8\sigma^2}{\tau(1+\tau) + \sigma^2(5 - \tau + 2\sigma^2)};\; \beta = \frac{4\sigma(1 + \sigma^2)}{\tau(1+\tau) + \sigma^2(5 - \tau + 2\sigma^2};$$

$$\gamma = \frac{1 + \tau + 2\sigma^2}{\tau(1+\tau) + \sigma^2(5 - \tau + 2\sigma^3)}$$

und wir erhalten als Endwerte:

$$y_0 = \frac{1}{2}\,\frac{1 + 4\tau - \tau^2 + 2\sigma^2(1+\tau)}{\tau(1+\tau) + \sigma^2(5 - \tau + 2\sigma^2)}\; i_m. \quad . \; . \; . \quad (20)$$

$$x_0 = \frac{1}{4}\,\frac{\sigma(15 - 6\tau - \tau^2 + 8\sigma^2)}{\tau(1+\tau) + \sigma^2(5 - \tau + 2\sigma^2)}\cdot i_m \quad . \; . \; . \quad (21)$$

$$R_g = \frac{1}{4}\,\frac{(1-\tau)^2\sqrt{4 + \sigma^2}}{\tau(1+\tau) + \sigma^2(5 - \tau + 2\sigma^2)}\; i_m. \quad . \; . \; . \quad (22)$$

Hiermit sind alle Bestimmungsstücke gegeben, um das Diagramm Fig. 22 exakt entwerfen zu können, welches unter Annahme von

$$i_{k_1} = 300;\; \tau = 0{,}1;\; i_{m_1} = 30;\; \sigma = 0{,}04$$

konstruiert wurde und dessen beide charakteristische Kreise (dick ausgezogen) sich aus diesen Annahmen nach obigen Formeln berechnen zu

$$i_{00} = 103; \; i_{w_0} = 20{,}4; \; R = 51{,}4 \text{ für den kleinen Kreis}$$

und

$$y_0 = 178; \; x_0 = 36{,}6; \; R_g = 103 \text{ für den grossen Kreis.}$$

Hierbei sei bemerkt, dass die Formeln 7, 8, 9 und 20, 21, 22 bei näherer Betrachtung ihren komplizierten Charakter insofern verlieren, als in ihnen allen die Glieder mit den Quadraten von τ und σ in Wirklichkeit völlig verschwinden und unter Berücksichtigung dessen geschrieben werden kann:

a) für den kleinen Kreis

$$i_{00} = \frac{1}{4} \frac{1 + 6\tau}{\tau(1+\tau) + 5\sigma^2} i_{m_1} \quad (23)$$

$$i_{w_0} = \frac{2\sigma}{\tau(1+\tau) + 5\sigma^2} i_{m_1} \, . \quad (24)$$

$$R = \frac{1}{4} \frac{(1-\tau)^2}{\tau(1+\tau) + 5\sigma^2} i_{m_1} \quad (25)$$

b) für den grossen Kreis

$$y_0 = \frac{1}{2} \frac{1 + 4\tau}{\tau(1+\tau) + 5\sigma^2} \quad (26)$$

$$x_0 = \frac{1}{4} \frac{\sigma(15 - 6\tau)}{\tau(1+\tau) + 5\sigma^2} \, . \quad (27)$$

$$R_g = \frac{1}{2} \frac{(1-\tau)^2}{\tau(1+\tau) + 5\sigma^2} . \quad (28)$$

In vielen Fällen wird es sogar statthaft sein, noch das Glied $5\sigma^2$ im Nenner zu vernachlässigen, wodurch eine weitere Vereinfachung eintritt.

2. Deutung des Diagramms.

Zur Deutung des Diagramms Fig. 22 ist folgendes zu bemerken: Es besteht im wesentlichen aus dem stark ausgezogenen Polygon mit 6 Seiten ABB'B''DCA. Von diesen ist $\overline{AB}$ der primäre Kurzschlussstrom i_{k_1} und kann gleichzeitig auch als das der primären Klemmenspannung entsprechende Gesamtfeld N_1 aufgefasst werden.

Der Primärstrom $\overline{AC} = i_1$ erzeugt nun einen Spannungsabfall $i_1 r$, welcher einen Teil des Feldes N_1 absorbiert von der Grösse (vergl. Teil II, S. 208)

$$\overline{BB'} = \frac{\sigma}{\tau} i \perp i,$$

und daher unter dem Winkel φ geometrisch subtrahiert werden muss.

Das übrig bleibende Stück, $\overline{AB'} = N_1'$, ist erst dasjenige Feld, von welchem sich, entsprechend den Ausführungen Teil II, S. 206, das primäre Streufeld $\overline{AC} = i_2$ subtrahiert.



Diese Subtraktion gibt das Sekundärfeld von Motor I $\overline{CB'}$ [1]), welches jedoch abermals nicht als solches für Motor II zu Verfügung steht, sondern eine weitere Verkleinerung dadurch erfährt, dass erst dasjenige Feld $B'B''$ hiervon zu subtrahieren ist, welches dem Spannungsabfall $2\,i_2\,r$ in Sekundärwicklung von Motor I plus Primärwicklung von Motor II entspricht. Dieses steht senkrecht zu i_2 und hat die Grösse

$$\overline{B'B''} = 2\frac{\sigma}{\tau}\,i_2.$$

Das Resultat dieser Subtraktion ist das dieser Belastung i entsprechende Sekundärfeld

$$\overline{B''C} = N_2$$

und auf dieses erst lässt sich das eigentliche Heylandsche Kreisdiagramm anwenden.

Wir ziehen von N_2 geometrisch das primäre Streufeld i_2 von Motor II ab und erhalten endlich das Sekundärfeld von Motor II

$$\overline{DB''} = N_3,$$

wodurch das Polygon geschlossen wird.

Dieses N_3 ist dasjenige Feld, welches für die Bildung und Berechnung des Drehmomentes von Motor II massgebend ist und welches auf seinem Strom $i_3 = \overline{DD'}$ senkrecht steht. Dieser Sekundärstrom i_3 von Motor II muss daher auch das Gesamtfeld N_2 von Motor II in einem Punkte schneiden welcher N_2 im Verhältnis τ teilt, was in der Fig. 22 durch den gestrichelten Kreis kenntlich gemacht ist.

Wie vorstehend nachgewiesen, bewegen sich die Punkte D und C auf zwei Kreisen mit den Mittelpunktskoordinaten x_0 und y_0, bezw. i_{w_0} und i_{00}, deren Berechnung durch die Formeln 7, 8, 9, bezw. 20, 21, 22 oder angenähert und bequemer durch 23 bis 28 gegeben wurde.

Die dünn ausgezogenen zwei Kreise zeigen die geometrischen Orte von D und C, wie früher abgeleitet unter Vernachlässigung der Kupferverluste; und dienen zur unmittelbaren Veranschaulichung des Einflusses der Kupferverluste durch Vergleichung mit den korrigierten Kreisen: wenn auch die Verhältnisse bei diesem Beispiele wegen der Deutlichkeit besonders in Bezug auf die Grösse der Verluste etwas übertrieben sind, so ist doch zu erkennen, dass auch unter normalen Verhältnissen das Diagramm Veränderungen erfährt, welche nicht mehr

[1]) Der Deutlichkeit wegen nicht ausgezogen.

zu vernachlässigen sind und nur auf dem angegebenen Wege berücksichtigt werden können.

Zur vollständigen Erklärung ist noch hinzuzufügen, dass in dem kleinen Dreieck AC_0c_0 die Strecke

$$\overline{C_0c_0} = \sigma i$$

senkrecht auf i steht, ferner

$$i_w' \text{ und } 2i_w' \perp N_1'$$

$$\left.\begin{aligned}\overline{FC} &= i_w\\ \overline{GD} &= x\end{aligned}\right\} \perp N_1$$

$$\overline{c_0E'} \perp \overline{FC}$$

$$\overline{CE} \perp \overline{GD}.$$

Die punktierten Linien bei H, wo $\overline{B''H} \perp \overline{CH}$, d. h. $\overline{B''H}$ Verlängerung von $\overline{B'B''}$ und $\overline{DH}$ Verlängerung von $\overline{CD} = i_2$, dienen endlich zur Bestimmung der beiden Drehmomente.

3. Das Verhältnis der Drehmomente.

Es ist vorauszusehen, dass, da ein Teil der Energie auf dem Wege von Motor II zu Motor I in den Widerständen in Wärme verwandelt wird, die beiden Drehmomente nicht mehr gleich sein können und ihr Verhältnis $D_2 : D_1$ wird von der Belastung abhängig werden.

Das Drehmoment wird nun in allen Fällen dargestellt durch das Produkt aus Ankerstrom und derjenigen Komponente des Ankerfeldes, welche senkrecht zum Ankerstrom steht.

Für Motor I erhalten wir für diese Komponente die Strecke $\overline{B'H}$ (Fig. 22) und als Ankerstrom i_2, daher sein Drehmoment:

$$D_1 = i_2 \,.\, \overline{B'H},$$

wofür wir auch schreiben können:

$$D_1 = i_2 \cos\psi \,.\, \frac{\overline{B'H}}{\cos\psi} = i_w' \,.\, \overline{c_0B'} = i_w \,.\, \frac{1}{\tau}\, i_m'(1-\tau),$$

oder unter Berücksichtigung von Formel 3, S. 220:

$$D_1 = \frac{1-\tau}{\tau}\,(i_m i_w - \sigma i_1^2). \quad \ldots \ldots \quad (29)$$

Für Motor II erhalten wir als Ankerstrom i_3 als Ankerfeld $\overline{B''D} = N_3$ und daher als Drehmoment

$$D_2 = i_3 \,.\, N_3.$$

Nun ist aber die soeben verwendete Komponente des Ankerfeldes von Motor I

$$\overline{B'H} = \overline{B'B''} + \overline{B''H} = \frac{2\sigma}{\tau} i_2 + N_3 . \cos\gamma\ ^{1)},$$

oder wegen $\cos\gamma\ ^{1)} = \frac{i_3}{i_2}$ in dem Dreieck $DD'C$, wird

$$\overline{B'H} = \frac{2\sigma}{\tau} i_2 + \frac{N_3 i_3}{i_2} = \frac{2\sigma}{\tau} i_2 + \frac{D_2}{i_2},$$

woraus

$$i_2 . \overline{B'H} = \frac{2\sigma}{\tau} i_2{}^2 + D_2.$$

Da aber, wie eben abgeleitet, $i_2 . \overline{B'H} = D_1$, so erhalten wir die einfache Beziehung

$$D_2 = D_1 - \frac{2\sigma}{\tau} i_2{}^2, \quad \dots\dots \quad (30)$$

welche deutlich zeigt, dass D_2 wesentlich kleiner wird als D_1 und dass der Abstand um so mehr zum Ausdruck kommt, je grösser die durch die Variable i_2 ausgedrückte Belastung. Setzen wir hierin den Wert der Gleichung 29 ein, so bekommen wir

$$D_2 = \frac{1-\tau}{\tau}(i_m i_w - \sigma i^2) - \frac{2\sigma}{\tau} i_2{}^2, \quad \dots \quad (31)$$

und endlich das gesuchte Verhältnis

$$\frac{D_2}{D_1} = 1 - \frac{\frac{2\sigma}{\tau} i_2{}^2}{\frac{1-\tau}{\tau}(i_m i_w - \sigma i^2)}$$

oder

$$\frac{D_2}{D_1} = 1 - \frac{2\sigma}{1-\tau} \frac{i_2{}^2}{i_m i_w - \sigma i^2}. \quad \dots\dots \quad (32)$$

Hierin ist der Wert i_2 aus Gleichung 5, S. 220 als Funktion von i_0 und i_w zu entnehmen.

4. Tertiärstrom i_3.

Endlich ist noch der Tertiärstrom i_3 zu bestimmen. Hierfür haben wir aus dem kleinen rechtwinkligen $\triangle$ DCD' die Beziehung Fig. 22:

[1]) Die beiden kleinen mit γ bezeichneten Winkel bei B'' und D sind gleich, weil ihre Schenkel paarweise aufeinander senkrecht stehen.

$$i_3{}^2 = i_2{}^2 - \frac{\tau^2}{(1-\tau)^2} N_3{}^2$$

oder wegen

$$N_3{}^2 = (1-\tau)^2 N_2{}^2 - (1-\tau)^2 i_3{}^2$$

wird auch

$$i_3{}^2 = i_2{}^2 - \tau^2 N_2{}^2 + \tau^2 i_3{}^2$$

$$(1-\tau^2) i_3{}^2 = i_2{}^2 - \tau^2 N_2{}^2. \quad \ldots \ldots \quad (33)$$

Hierin ist $N_2{}^2$ zu bestimmen, welches sich auf folgendem Wege ergibt: Zieht man $\overline{B''J} \perp \overline{AB}$ und $\overline{B'K} \perp \overline{B''J}$, so ist

$$\triangle\, B'KB'' \backsim \triangle\, c_0 E'C,$$

woraus

$$\overline{E'C} : \overline{B'K} = i_2 : \frac{2\sigma}{\tau} i_2$$

und

$$\overline{B'K} = \frac{2\sigma}{\tau} \overline{E'C} = \frac{2\sigma}{\tau} (i_w - \sigma i \sin\varphi) \qquad \text{[vgl. S. 222, Gl. 11]}$$

$$= \frac{2\sigma}{\tau} (i_w - \sigma i_0),$$

und hieraus

$$\overline{BJ} = \frac{3\sigma}{\tau} i_w - \frac{2\sigma^2}{\tau} i_0$$

und

$$\overline{FJ} = \frac{1}{\tau} i_m - i_0 - \overline{BJ} = \frac{1}{\tau} i_m - i_0 \left(1 - \frac{2\sigma^2}{\tau}\right) - \frac{3\sigma}{\tau} i_w$$

$$= \frac{1}{\tau} (i_m - [\tau - 2\sigma^2] i_0 - 3\sigma i_w) = \overline{LC}.$$

Aus der Aehnlichkeit der eben erwähnten beiden Dreiecke folgt ferner

$$\overline{B''K} = \frac{2\sigma}{\tau} . \overline{E'c_0} = \frac{2\sigma}{\tau} (i_0 - i_m + \sigma i \cos\varphi) = \frac{2\sigma}{\tau} (i_0 - i_m + \sigma i_w)$$

und hieraus

$$\overline{B''J} = \frac{3\sigma}{\tau} i_0 - \frac{2\sigma}{\tau} (i_m - \sigma i_w)$$

und

$$\overline{B''L} = \overline{B''J} - i_w$$

$$= \frac{3\sigma}{\tau} i_0 - \frac{2\sigma}{\tau} i_m - i_w \left(1 - \frac{2\sigma^2}{\tau}\right)$$

$$= \frac{1}{\tau} (3\sigma i_0 - 2\sigma i_m - [\tau - 2\sigma^2] i_w).$$

Endlich liefert das rechtwinklige $\triangle$ CB″L die Beziehung

$$N_2^2 = \overline{LB''^2} + \overline{LC^2},$$

oder

$$\tau^2 N_2^2 = (i_m - [\tau - 2\sigma^2] i_0 - 3\sigma i_w)^2 + (3\sigma i_0 - 2\sigma i_m - [\tau - 2\sigma^2] i_w)^2$$
$$= i_m^2 + (\tau - 2\sigma^2)^2 i_0^2 + 9\sigma^2 i_w^2 - 2 i_m (\tau - 2\sigma^2) i_0 - 6\sigma i_m i_w$$
$$+ 6\sigma(\tau - 2\sigma^2) i_0 i_w + 4\sigma^2 i_m^2 + (\tau - 2\sigma^2) i_w^2 + 9\sigma^2 i_0^2 - 12 i_m \sigma^2 i_0$$
$$+ 4\sigma(\tau - 2\sigma^2) i_m i_w - 6\sigma(\tau - 2\sigma^2) i_0 i_w$$
$$= (\tau - 7\sigma^2) i^2 - 2(\tau - 4\sigma^2) i_m i_0 - 2\sigma(3 - 2\sigma[\tau - 2\sigma^2]) i_m i_w$$
$$+ (1 + 4\sigma^2) i_m^2.$$

Dieser Ausdruck für $\tau^2 N_2^2$ in Gleichung 33 eingesetzt, gibt

$$(1 - \tau^2) i_3^2 = (1 + \sigma^2) i^2 - 2 i_m i_0 - 2\sigma i_m i_w + i_m^2$$
$$= (\tau - 7\sigma^2) i^2 + 2(\tau - 4\sigma^2) i_m i_0 + 2\sigma(3 - 2\sigma[\tau - 2\sigma^2]) i_m i_w$$
$$(1 + 4\sigma^2) i_m^2$$

und

$$i_3^2 = \frac{1}{1 - \tau^2} ([1 - \tau + 8\sigma^2] i^2 - 2[1 - \tau + 4\sigma^2] i_{m_1} i_0$$
$$+ 4\sigma[1 - \sigma(\tau - 2\sigma^2)] i_{m_1} i_w - 4\sigma^2 i_{m_1}^2) \quad \ldots\ldots\ldots \quad (34)$$

oder mit den zulässigen Vernachlässigungen:

$$i_3^2 = \frac{1}{1 - \tau^2} ([1 - \tau] i^2 - 2[1 - \tau] i_{m_1} i_0 + 4\sigma i_{m_1} i_w - 4\sigma^2 i_{m_1}^2). \quad (35)$$

5. Praktische Anwendung.

Damit ist endlich alles gegeben, um zur praktischen Anwendung des Diagramms übergehen zu können. — Durch Messung, event. auch Rechnung, seien gefunden i_{m_1}, τ und Widerstand pro Phase r, somit auch Leerlaufsabfall $\sigma = \frac{i_{m_1} r}{e}$, wo e die primäre Klemmenspannung pro Phase, endlich noch der Eisenverlust V_e und der Reibungsverlust des ganzen Systems V_r.

Erstrebt wird wieder der Entwurf der Kurven für Wirkungsgrad, Leistungsfaktor, Tourenzahl bezw. Schlüpfung, und die Drehmomente beider Motoren sowie deren Verhältnis.

Ebenso wie bei den Diagrammen von Teil I, wo die Kupferverluste unberücksichtigt blieben, brauchen wir auch hier nur den kleinen Kreis zu konstruieren, mit dessen Hilfe alle übrigen Grössen berechnet werden können.

Die charakteristischen Grössen desselben finden wir aus Gleichung 7, 8, 9, S. 221, wofür auch im allgemeinen, solange σ^2 klein ist gegen τ, die vereinfachten Gleichungen 23, 24, 25 benutzt werden können.

Es werden dann zu einer Anzahl (4 bis 5) passend gewählter Leerströme i_0 die zugehörigen Wattströme i_w und Gesamtströme i_0 abgemessen; der jeweilige Wattstrom ist noch um die konstante Grösse $i_h = \frac{V_e}{3e}$ zu vermehren und hieraus resultiert

$$\cos \varphi = \frac{i_w + i_h}{i}.$$

Nunmehr können wir die Graphik ganz verlassen und berechnen zunächst die zugeführte primäre Leistung $L_I = 3ei$; von dieser abgezogen V_e und $3i_1^2 r$, gibt die auf den Sekundärteil von Motor I übertragene Leistung L_{II}.

Um die Verluste in diesem sowie im Primärteil von Motor II berechnen zu können, verwenden wir Gleichung 5, S. 220 und erhalten i_2^2, woraus der sekundäre Kupferverlust $6i_2^2 r$ hervorgeht.

Mit Hilfe desselben i_2^2 berechnet sich das Verhältnis der Drehmomente $D_2 : D_1$ nach Gleichung 32, S. 227. Subtrahieren wir nun noch $6i_2^2 . r$ von L_{II}, so erhalten wir die auf Motor II übertragene Leistung

$$L_{III} = L_I - V_e - 3i_1^2 r - 6i_2^2 r,$$

welche für die Bildung des Drehmomentes massgebend ist.

Endlich berechnen wir noch aus Gleichung 35 den Tertiärstrom i_3^2 und bilden $3i_3^2 r$, woraus endlich die abgegebene Leistung

$$L = L_I - V_e - 3i_1^2 r - 6i_2^2 r - 3i_3^2 r - V_r$$

hervorgeht, wenn V_r die Reibung bedeutet, und erhalten als Wirkungsgrad

$$\eta = \frac{L}{L_I}.$$

Als Schlüpfung ergibt sich dann

$$s = \frac{3i_3^2 r}{L + 3i_3^2 r + V_r}$$

und hieraus die Tourenzahl des ganzen Systems:

$$n = n_1 (1 - s_1) = \left(1 - \frac{1}{2 - s}\right) n_1 = \frac{1 - s}{2 - s} n_1 \text{ }^{1)},$$

wo n_1 die synchrone Tourenzahl bedeutet.

Von Wert wird schliesslich noch die Berechnung der absoluten Grösse des gesamten Drehmoments, indem

$$D = \frac{L_{III} \cdot 0{,}981}{n} \text{ in kgm.}$$

6. Numerisches Beispiel und Zusammenstellung der Formeln.

Ein Beispiel, wie es thatsächlichen Verhältnissen entspricht, mag zu näherer Beleuchtung dieser Methode hier durchgerechnet werden.

Es sei gemessen:

$$\tau = 0{,}04; \; i_{k_1} = 350; \; i_{m_1} = 14; \; \sigma = \frac{i_m r}{e} = 0{,}008; \; r = 0{,}57;$$
$$e = 1000 \text{ Volt.}$$

Ferner Eisenverlust $V_e = 2400$ Watt und Reibungsverlust $V_r = 2700$ Watt.

Hieraus zunächst die drei Characteristica des kleinen Kreises:

$$i_{00} = \frac{1}{4} \frac{1 + 6\tau}{\tau(1 + \tau) + 5\sigma^2} i_{m_1} = \frac{1}{4} \cdot \frac{1{,}24 \cdot 14}{0{,}0461 + 0{,}000064} = 105$$

$$i_{w_0} = \frac{2\sigma}{\tau(1 + \tau)} i_{m_1} = \frac{0{,}016 \cdot 14}{0{,}0416} = 5{,}4$$

$$R = \frac{1}{4} \frac{(1 - \tau)^2}{\tau(1 + \tau)} i_{m_1} = \frac{1}{4} \cdot \frac{0{,}92 \cdot 14}{0{,}0416} = 77{,}6.$$

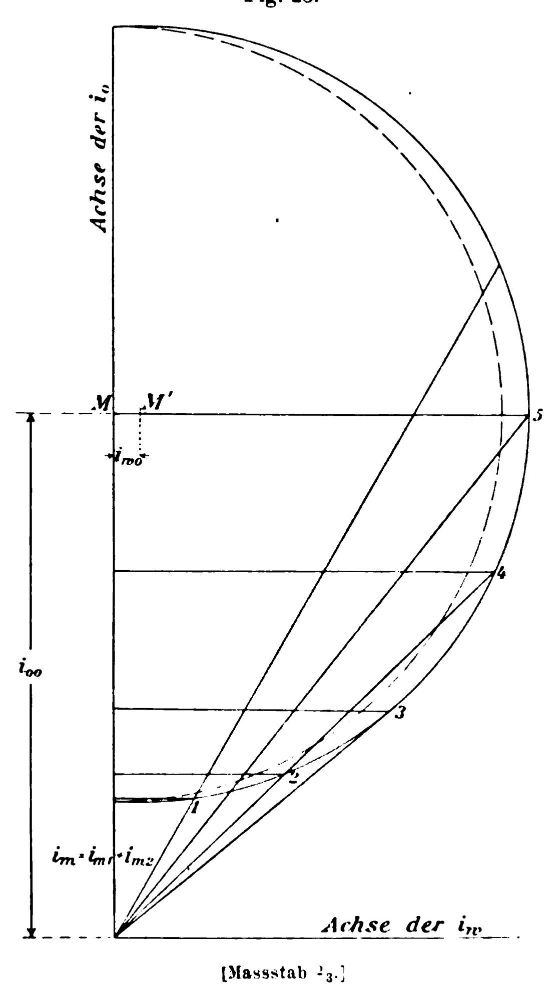
Der Kreis ist in Fig. 23 dargestellt [2]) und wird nun in der Weise benutzt, dass, wie es dort geschehen, 5 möglichst charakteristische Werte auf ihm gewählt werden, bezeichnet mit 1 bis 5, und die zugehörigen Werte für i_w und i abgemessen werden.

---

[1]) Vgl. S. 200, Gleichung 1.

[2]) Der gestrichelte Kreis ist ohne Berücksichtigung der Ohmschen Verluste konstruiert und dient zur Vergleichung.

Fig. 23.



[Massstab 2/3.]

Aus dem gemessenen Eisenverlust $V_e = 2400$ Watt berechnet sich der konstante Verluststrom durch Hysteresis

$$i_h = \frac{2400}{1000 \cdot 3} = 0{,}8 \text{ Amp.}$$

Dieser addiert sich zu den abgemessenen Wattströmen i_w und beeinflusst dadurch den Leistungsfaktor, welchen wir setzen müssen

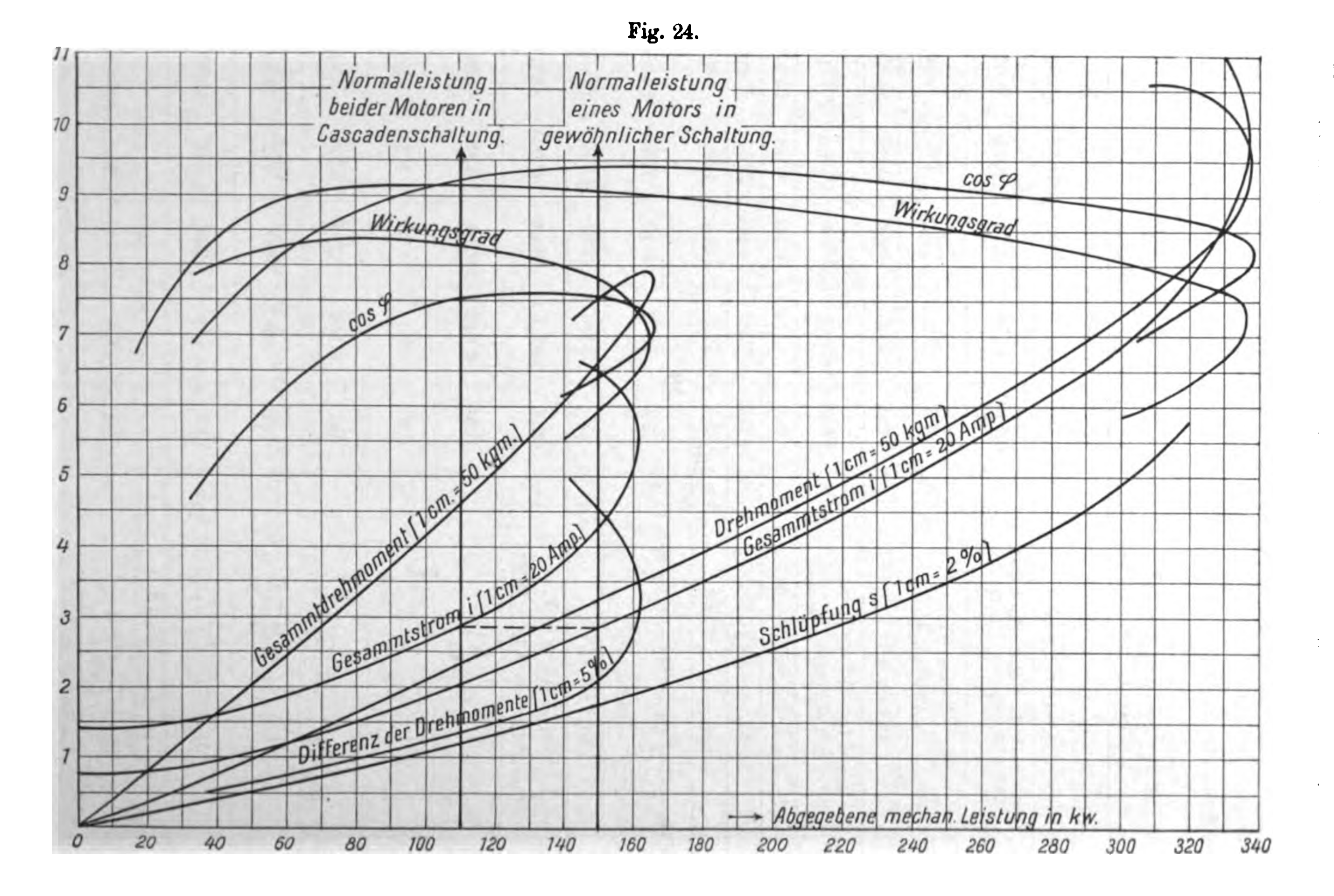
$$\cos \varphi = \frac{i_w + i_h}{i}.$$

Tabelle II.

	1 $i_0 = 28$	2 $i_0 = 32,7$	3 $i_0 = 46$	4 $i_0 = 73,5$	5 $i_0 = 105$
$i_w = \sqrt{i_0 (2 i_{00} - i_0) - i_{00}^2 + R^2} + i_{w0}$ [1] $= \sqrt{i_0 (210 - i_0) - 4980} + 5,4$	15,6	34	56	76,5	83,3
$i_1^2 = i_w^2 + i_0^2$	1020	2240	5300	11200	18000
$i_1 = \sqrt{i_w^2 + i_0^2}$	32	47,3	72,6	106,4	134
$\cos\varphi = \frac{i_w + i_h}{i_1} = \frac{i_w + 0,8}{i_1}$	**0,512**	**0,74**	**0,76**	**0,74**	**0,62**
$L_I = 3 e (i_w + i_h)$ $= 3000 (i_w + 0,8)$ . . . . kw	49,2	104	170	233	254
$3 i_1^2 r = 1,71 i_1^2$	1750	3840	9000	19300	30600
$L_{II} = L_I - V_e - 3 i_1^2 r$ $= L_I - 2400 - 1,71 i_1^2$ . . kw	44,05	97,8	158,6	211,3	221
$i_2^2 = i_1^2 - 2 i_m i_0 + i_m^2 = i_1^2 - 28 i_0 + 196$ [2]	435	1516	4190	9356	15250
$6 i_2^2 r = 3,42 i_2^2$	1500	5200	13800	32000	52000
$L_{III} = L_{II} - 6 i_2^2 r$ . . . . kw	42,5	92,6	144,4	179,3	169
$i_3^2 = \frac{1}{1-\tau^2} ([1-\tau]\, i^2 - 2 [1-\tau]\, i_m i_0)$ [3] $= 0,96\, i^2 - 26,9\, i_0$	230	1270	4040	9230	14380
$3 i_3^2 r = 1,71 i_3^2$	385	2180	6900	15700	24600
$L = L_{III} - 3 i_3^2 r - V_r$ $= L_{III} - 1,71 i_3^2 - 2700$ . . kw	**39,4**	**87,7**	**135,8**	**160,9**	**141,7**
$\eta = \frac{L}{L_I}$	**0,80**	**0,842**	**0,80**	**0,69**	**0,56**
$s_2 = \frac{3 i_3^2 r}{L + 3 i_3^2 r + V_r} = \frac{1,71 i_3^2}{L_{III}}$ . . %	0,92	2,4	4,75	8,8	14,6
$s_1 = \frac{1}{2 - s_2}$	0,5	0,506	0,512	0,523	0,54
$n = (1 - s_1)\, n_1 = \frac{1 - s_2}{2 - s_2}\, n_1$	500	494	488	477	460
$D = \frac{L_{III} \cdot 0,981}{500}$ . . . . kgm	84	184	290	370	360
$1 - \frac{D_2}{D_1} = \frac{2\sigma}{1-\tau} \frac{i_2^2}{i_m i_w - \sigma i^2}$ [4] $= \frac{0,0161 \cdot i_2^2}{14\, i_w - 0,008\, i^2}$ . . %	3,5	5,4	8,8	15,6	24,8

[1]) Gl. 10a in Verbindung mit 23, 24, 25. [2]) Gl. 5, S. 220 mit zulässiger Verkürzung. [3]) Gl. 35, S. 229 mit zulässiger Verkürzung. [4]) Gl. 32, S. 227.

Fig. 24.


Normalleistung beider Motoren in Cascadenschaltung.
Normalleistung eines Motors in gewöhnlicher Schaltung.
cos φ
Wirkungsgrad
Wirkungsgrad
cos φ
Gesammtdrehmoment (1cm. = 50 kgm.)
Gesammtstrom i (1cm = 20 Amp.)
Differenz der Drehmomente (1cm = 5%)
Drehmoment (1cm = 50 kgm)
Gesammtstrom i (1cm = 20 Amp)
Schlüpfung s (1cm = 2 %)
⟶ Abgegebene mechan. Leistung in kw.
0 20 40 60 80 100 120 140 160 180 200 220 240 260 280 300 320 340
1 2 3 4 5 6 7 8 9 10 11

Streng genommen würde dadurch auch i um ein geringes geändert werden, doch ist dies von verschwindendem Einfluss und kann vernachlässigt werden.

Die vorstehende Tabelle II enthält in den Horizontalreihen die in der numerischen Rechnung aufeinanderfolgenden Werte, wobei hervorzuheben ist, dass die im Früheren angegebenen Formeln für i_2 und i_3 infolge verschwindender Grössen die in der Tabelle enthaltenen Vereinfachungen ergeben und somit alle Schrecken langer Formeln verlieren, wodurch auch hier die Ueberlegenheit des numerischen Rechnens zum Ausdruck kommt.

Die Resultate der Rechnung bilden die Kurven der Fig. 24, in welcher die Kurvenschar, welche ihren Umkehrpunkt bei 340 kw Leistung hat, dem normal geschalteten Motor, welcher auf S. 216 behandelt wurde, angehört, während die Kurvenschar, welche bei 160 kw umkehrt, den soeben berechneten in Kaskade geschalteten Motoren entspricht.

Die Vergleichung beider Kurvenscharen zeigt zunächst sinnenfällig die auffallende Verschlechterung von cos φ und Wirkungsgrad, dann aber den gewaltigen Unterschied im maximal erreichbaren Drehmoment, welches bei einem Motor allein in normaler Schaltung nahezu doppelt so gross wird, als das der Kaskade.

Nimmt man ferner als normale Dauerleistung der Kaskade denjenigen Punkt an, bei welchem die Ueberlastungsfähigkeit noch 50 % beträgt, bevor der Motor ausser Tritt fällt, so erhält man 110 kw = 150 PS als Normalleistung, bei welcher auch gleichzeitig die zulässige Erwärmung im Dauerbetrieb stattfinden soll. Hierzu gehört ein Strom von 56 Amp. Bei diesem Strom wird natürlich auch die Erwärmungsgrenze bei normaler Schaltung desselben Motors vorhanden sein, und wir erhalten dadurch die normale Dauerleistung jedes der beiden Motoren mit 150 kw = 200 PS. (Vgl. in der Fig. 24 die beiden Vertikallinien).

Vergleichen wir diese beiden Punkte miteinander, so erhalten wir in der Kaskade:

$\eta = 83\%$; cos $\varphi = 76\%$; D = 230 kgm (Gesamtdrehmoment); 7 % Differenz der beiden Drehmomente.

in der Normalschaltung:

$\eta = 91\%$; cos $\varphi = 94\%$; D = 165 kgm (Drehmoment eines Motors).



Wir sehen daher, dass wir wohl mit gleichem Strom ein wesentlich höheres Drehmoment erzielen können, dabei aber beträchtliche Einbussen am Wirkungsgrad und Leistungsfaktor mit in Kauf nehmen müssen.

Endlich ist noch der Einfluss der Korrektion insofern bemerkenswert, als der maximal erreichbare Leistungsfaktor ohne Berücksichtigung der Verluste sein würde:

$$(\cos \varphi)_{max} = \frac{1 - \frac{4\tau}{(1+\tau)^2}}{1 + \frac{4\tau}{(1+\tau)^2}} = \frac{1 - 0{,}148}{1 + 0{,}148} = 0{,}74.$$

In Wirklichkeit wird erreicht

$$(\cos \varphi)_{max} = 0{,}77.$$



Ueber einige Anwendungen des Elektrometers bei Wechselstrommessungen.

Von

Dipl.-Ing. **Karl Hohage,**

Assistent am Elektrotechnischen Institut der Technischen Hochschule in Darmstadt.

Mit 11 Abbildungen.

Einleitende Bemerkungen.

Die allgemeine Formel für das Quadrantenelektrometer lautet bekanntlich

$$n = k\,(A - B)\left(C - \frac{A + B}{2}\right),$$

wobei n den Ausschlag des Elektrometers, k eine Konstante, A und B die Potentiale an den beiden Quadrantenpaaren und C dasjenige der Nadel bedeutet. Wir können die Gleichung für unseren Gebrauch vereinfachen dadurch, dass wir statt der Potentiale den Wert der Potentialdifferenzen direkt als Spannungen einführen. Zu diesem Zwecke setzen wir etwa $B = 0$ und erhalten in der Gleichung

$$n = k\,.\,A\left(C - \frac{A}{2}\right),$$

einen Ausdruck für die gegen B gemessenen Potentialdifferenzen $A = e'$ und $C = e''$, also

$$n = k\,.\,e'\left(e'' - \frac{e'}{2}\right).$$

Diese Beziehung ist für Gleichstrom abgeleitet, muss also auch für Momentanwerte bei Wechselstrom Gültigkeit haben. Daraus ergibt sich ohne weiteres, dass die in der Gleichung algebraisch verstandenen mathematischen Operationen bei Rechnung mit Effektivwerten der Spannungen geometrisch gedeutet werden müssen. Haben wir also z. B. zwei in der Phase um den Winkel φ voneinander verschobene Spannungen e' und e'' im Elektrometer aufeinander einwirkend, so er-

gibt ein Vektordiagramm in einfacher Weise ein Mass für den Ausschlag n und es ist

$$n = k \, . \, e' \left(e'' - \frac{e'}{2}\right) \cos \psi,$$

$\psi = \varphi + \chi$, und χ ist gegeben durch den Ausdruck

$$\operatorname{tg} \chi = \frac{\frac{e'}{2} \sin \varphi}{e'' - \frac{e'}{2} \cos \varphi}.$$

Meistens interessiert es uns jedoch, in dem Ausschlag n ein Mass für das Produkt $e' \, . \, e'' \, . \cos \varphi$ zu erhalten. Letzterer Fall tritt ein, wenn e'' sehr gross gegenüber $\frac{e'}{2}$, so dass $\psi = \varphi$ wird. Aber auch wenn e'' diese Bedingung nicht erfüllt, können wir einen dem Produkt $e' \, . \, e'' \, . \cos \varphi$ proportionalen Wert erzielen, wenn wir die Spannung e'' kommutieren, dann ergeben sich die Werte

$$n_1 = k \, . \, e' \left(\left(e'' - \frac{e'}{2}\right)\right) \cos \psi_1, \qquad n_2 = k \, . \, e' \left(\left(- e'' - \frac{e'}{2}\right)\right) \cos \psi_2,$$

wobei die Doppelklammer andeuten soll, dass die Differenz $e'' - \frac{e'}{2}$ geometrisch zu bilden ist. Die Summe der so erhaltenen Ausschläge ist dem Wert $e' \, . \, e'' \cos \varphi$ proportional, wie sich leicht beweisen lässt.

Ist $\frac{n_1 + n_2}{2} = 0$, $n_1 = - n_2$, so ist das Produkt $e' \, . \, e'' \cos \varphi = 0$, d. h. $\cos \varphi = 0$, und es besteht zwischen e' und e'' eine Phasenverschiebung von 90^0.

Wird $e' = e'' = e$, auch der Phase nach, so ist $\frac{n_1 + n_2}{2} = k \, . \, e^2$, d. h. wir haben die bekannte Joubertsche Schaltung.

Ist in der allgemeinen Formel e'' und φ bekannt, so ist der Ausschlag ein Mass für die Spannung e', bei e'' und $\cos \varphi =$ konst. ist $\frac{n_1 + n_2}{2} = C \, . \, e'$, es lassen sich hierbei durch entsprechende Wahl der Hilfsspannung sehr kleine Spannungen e' messen.

Wird $e' = 0$, d. h. verbinden wir die beiden Quadrantenpaare miteinander, so folgt aus der Gleichung: $n = o$. Es zeigt sich jedoch, dass es sehr schwierig ist, die Nadel so symmetrisch zu stellen, dass die Wirkungen der beiden Quadrantenpaare auf die Nadel einander völlig gleich sind, so dass sie sich gegenseitig aufheben. Es wird

vielmehr unter der Differentialwirkung der Quadranten auf die Nadel ein gewisser Ausschlag entstehen, welcher dem Quadrate der wirkenden Spannung e'' ungefähr proportional ist. Diese Schaltung lässt sich gut zum Messen grosser Spannungen benutzen; andererseits folgt aus der Eigentümlichkeit des Elektrometers, unter dem Einfluss der Differentialwirkung der Quadranten seine Ruhelage zu ändern, dass die unter diesem Einfluss eintretende Skaleneinstellung als Nullpunkt für die Messung der Spannung e' einzusetzen ist.

Werden die Nadel und die einzelnen Quadrantenpaare an verschiedene Punkte eines beliebigen Wechselstromkreises angelegt, so kann man den Ausschlag des Elektrometers direkt durch Anwendung des Vektordiagrammes konstruieren. Hierauf fussend, lassen sich die allgemeinen Fälle einer Reihe von Messmethoden ableiten, deren spezielle Fälle schon zum Teil bekannt sind.

I. Nullmethoden.

Der Umstand, dass der Ausschlag im Elektrometer verschwindet, wenn die Vektoren der beiden Spannungen aufeinander senkrecht stehen, macht dieses Instrument für verschiedene Brückenmessungen geeignet, welche hier näher behandelt werden sollen. Es können damit verglichen werden:

1. zwei Kapazitäten,
2. zwei Selbstinduktionskoeffizienten,
3. eine Kapazität und ein Selbstinduktionskoeffizient,
4. zwei Widerstände.

Wenn diese Methoden hier als Nullmethoden bezeichnet sind, so soll damit angedeutet werden, dass die Abgleichung bei Einstellung des Elektrometers auf den Nullpunkt erfolgt, nicht aber, dass die auf dasselbe einwirkenden Spannungen zu Null werden.

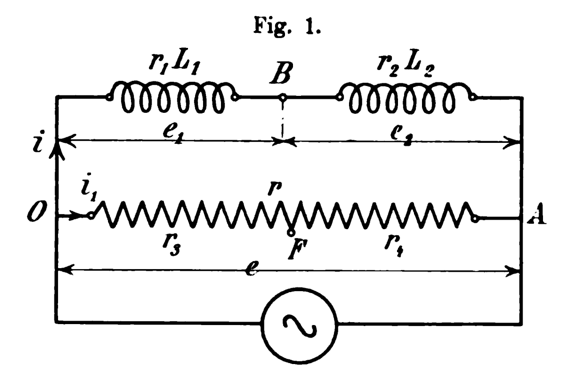
A. Theorie.

1. Sind zwei mit Selbstinduktion oder Kapazität behaftete Widerstände, etwa zwei Induktionsspulen, parallel zu einem induktionsfreien Widerstand in einen Wechselstromkreis geschaltet (Fig. 1), so ergibt sich für die Spannungen dieses Kreises das Vektordiagramm Fig. 2. Verlängern wir in diesem die Linie $BC = i r_2$, bis sie den Vektor $OA = e$ in F trifft, und vervollständigen das Dreieck OEA, so verhält sich

$$\frac{OF}{FA} = \frac{EC}{CA} = \frac{i m L_1}{i m L_2} = \frac{L_1}{L_2}.$$

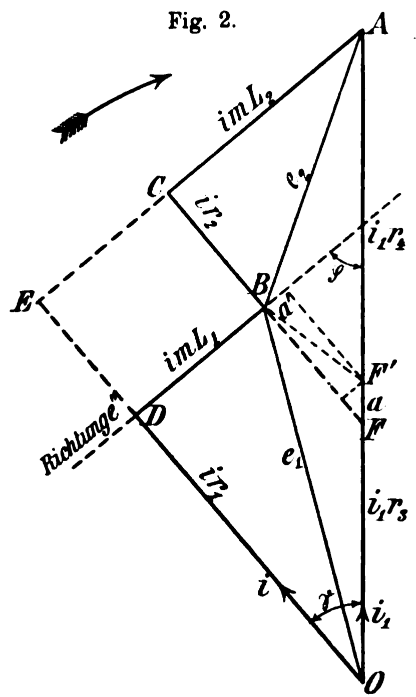
Sobald also die zwischen dem Punkte B und irgend einem Punkte F des induktionsfreien Widerstandes r herrschende Spannung

Fig. 1.



in die Richtung $CB = i r_2$, d. h. in die Richtung des Stromes fällt, gibt uns das Verhältnis der beiden durch F getrennten Stücke des Spannungsvektors O A direkt das Verhältnis der Selbstinduktionskoeffizienten L_1 und L_2 an, ganz unabhängig von dem Ohmschen Widerstand der Spulen. Nun ist ausserdem

Fig. 2.



$$\frac{OF}{FA} = \frac{i_1 r_3}{i_1 r_4} = \frac{r_3}{r_4},$$

also

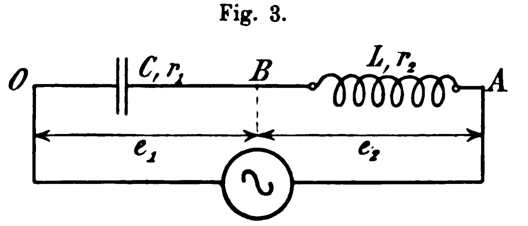
$$\frac{L_1}{L_2} = \frac{r_3}{r_4}.$$

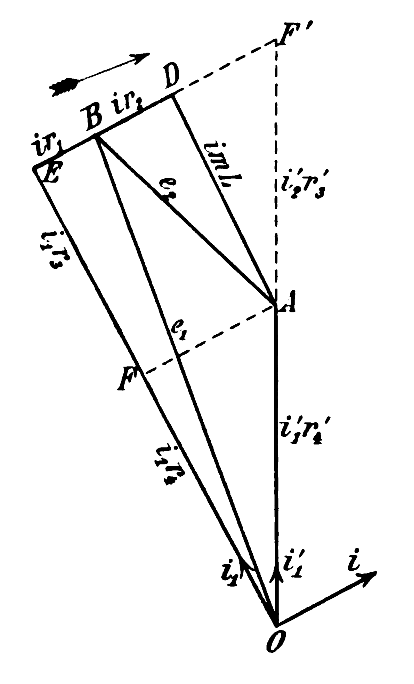
Auf dem Widerstande r wäre also durch Aendern des Verhältnisses $\frac{r_3}{r_4}$ ein solcher Punkt F aufzusuchen, dass zwischen ihm und dem Punkt B eine Spannung herrscht, welche in die Richtung des Stromes i fällt.

Es handelt sich nun darum, festzustellen, wann die Spannung BF jene Bedingung erfüllt. Wir legen hierfür zwischen Nadel und einem Quadrantenpaar eines Elektrometers eine Hilfsspannung e'' an, welche senkrecht zum Strome i steht und schalten die zu untersuchende Span-

nung $e' = BF$ zwischen die beiden Quadrantenpaare. Dann wird das Elektrometer keinen Ausschlag geben bezw. beim Kommutieren von e'' gleichweit ausschlagen, wenn das Produkt $e' \cdot e'' \cdot \cos \varphi = o$, d. h. wenn die Spannung $BF = e'$ senkrecht zu dieser Hilfsspannung steht und damit in die Richtung des Stromes fällt. Wir bedürfen also zur Durchführung unserer Messung einer Spannung e'', welche senkrecht zum Strome i steht.

Fig. 3.





2. Es sei ein Selbstinduktionskoeffizient mit einer Kapazität zu vergleichen. Hierbei wird wohl immer der Fall eintreten bezw. durch Wahl der Kapazität sich leicht erreichen lassen, dass $\frac{1}{mC} > mL$, d. h. dass die Spannung am Kondensator grösser als diejenige der Spule ist. Wir haben in diesem Falle das Diagramm Fig. 3.

Würden wir hier die Linie BD über D bis F' verlängern, so fällt letzterer Punkt über OA hinaus. Dann wäre:

$$\frac{F'A}{F'O} = \frac{DA}{EO}$$

$$= \frac{imL}{\frac{i}{mC}} = m^2 L \cdot C.$$

Hierbei ist aber $\frac{F'A}{F'O}$ nicht gleich dem Verhältnis $\frac{r_3'}{r_3' + r_4'}$, da die Ströme in r_3' und r_4' nicht mehr einander gleich sind. Deshalb ist die Messung in dieser Weise nicht ausführbar.

Ziehen wir jedoch im Diagramm eine Parallele zu DE durch A, bis sie OE in F schneidet, so ist:

$$\frac{EF}{EO} = \frac{i\,m\,L}{\frac{i}{m\,C}} = m^2\,L\,.\,C.$$

Es ist hier also notwendig, den Punkt F auf dem Vektor der Spannung OE verschieben zu können. Wenn wir den Effektverbrauch des Kondensators vernachlässigen dürfen, so fällt der Punkt B mit E zusammen. Wir können dann die Zerlegung der Spannung OE in die Teile EF und FO in der Weise vornehmen, dass wir zum Kondensator einen induktionsfreien Widerstand parallel schalten. Dieser Widerstand muss so gross bemessen sein, dass der ihn durchfliessende Strom i_1 gegenüber i zu vernachlässigen ist. Dann wird:

$$\frac{EF}{EO} = \frac{r_3}{r_3 + r_4}; \quad m^2\,L\,C = \frac{r_3}{r_3 + r_4}.$$

Es handelt sich also darum, den Punkt F durch Verändern von r_3 und r_4 so zu wählen, dass die zwischen A und F gemessene Spannung in die Richtung des Stromes fällt. Für das Elektrometer nehmen wir demnach eine Hilfsspannung e'' in der Richtung der Kondensatorspannung ab und erhalten das richtige Verhältnis von r_3 und r_4, wenn das mit seinen Quadranten an die Punkte A und F gelegte Elektrometer beim Kommutieren von e'' denselben Ausschlag zeigt.

Aus obenstehender Formel geht hervor, dass die Wechselgeschwindigkeit $m = 2\nu\pi$ bekannt sein muss; andererseits ist nach der Abgleichung die Aenderung des Elektrometerausschlags vom Quadrate der Periodenzahl abhängig; bei konstantem L und C kann also eine derartige Schaltung zur Messung bezw. Konstanthaltung der Tourenzahl des Wechselstromgenerators dienen, wobei durch Aenderung des Verhältnisses $\frac{r_3}{r_4}$ ein Wechseln des Messbereichs ermöglicht wird.

Wir haben bis jetzt Spannungskomponenten gemessen, welche senkrecht zur Richtung des Stromes liegen, wir können aber auch die in der Richtung des Stromes liegenden Komponenten vergleichen. Zu diesem Zwecke brauchen wir nur die Hilfsspannung e'' nicht senkrecht, sondern in der Richtung des Stromes abzunehmen. Es ergibt sich dann, dass nach Abgleichung $\frac{r_1}{r_2} = \frac{r_3}{r_4}$, unabhängig von jeder etwa vorhandenen Kapazität oder Selbstinduktion. Solange kein Eisen im Stromkreis ist, bedeutet hier r_1 und r_2 rein Ohmsche Widerstände; bei Vorhandensein von Eisen haben jedoch die Grössen eine andere Bedeutung. Schreiben wir den Ausdruck für den in einer eisen-

haltigen Drosselspule verbrauchten Gesamteffekt in der Form $p = i^2 r$, so bedeutet r nicht den Ohmschen Widerstand der Spule, denn es ist, wenn wir letzteren mit R bezeichnen und mit p_{cu} und p_f den Kupfer- bezw. Eisenverlust:

$$p = p_{cu} + p_f = i^2 R + p_f = i^2 r,$$

also

$$r = R + \frac{p_f}{i^2} = R + R',$$

d. h. zu dem Ohmschen Widerstand R addiert sich bei Vorhandensein von Eisen ein anderer Widerstand R′, welcher von den Eisenverlusten durch Hysteresis und Wirbelströme abhängt. Die Summe beider wollen wir den „äquivalenten Ohmschen Widerstand“ nennen. Nach der vorliegenden Methode vergleichen wir nun die Spannungskomponenten in der Richtung des Stromes $i \,.\, e_1 \cos \varphi_1 = i^2 r_1$, und $i e_2 \,.\, \cos \varphi_2 = i^2 r_2$; wir messen also das Verhältnis der äquivalenten Ohmschen Widerstände.

3. Aus dem Diagramm Fig. 2 geht hervor, dass bei Vergleichung induktiver Widerstände die Empfindlichkeit der Methode desto grösser ist, je grösser die Phasenverschiebung des Stromes i gegenüber der Gesamtspannung e. Haben wir z. B. in F die Abgleichung erreicht, so wird bei einer Verschiebung des Punktes nach F′ um eine Strecke a der Ausschlag die Grösse

$$n = k \,.\, \overline{BF'}\, e'' \cos \psi$$

haben.

Nun ist $\overline{BF'} \cos \psi = a' = a \cos \varphi$, also $n = k\, e'' \,.\, a \cos \varphi$. Bei konstantem e'' und a ist dieser Ausschlag dann am grössten, wenn $\varphi = 0$, und da e'' auf i senkrecht steht, wenn der Winkel $\gamma = 90^0$.

Die Spannung $\overline{BF}$ ist um so kleiner, und um so mehr gegen e'' zu vernachlässigen, je mehr die beiden Teilspannungen e_1 und e_2 in ihrer Phase zusammenfallen. Dem nähern wir uns offenbar, je mehr die Ohmschen Widerstände entweder in ihrem Verhältnis dem Verhältnis der rein induktiven Widerstände nahekommen, oder den letzteren gegenüber vernachlässigt werden können. In solchen Fällen können wir die Kommutierung von e'' entbehren; so darf z. B. bei Vergleichung von Kondensatoren und meistens auch bei Vergleichung von Kapazitäten mit Selbstinduktionskoeffizienten von der Anwendung eines Kommutators für e'' im Interesse der Einfachheit der Schaltung abgesehen werden.

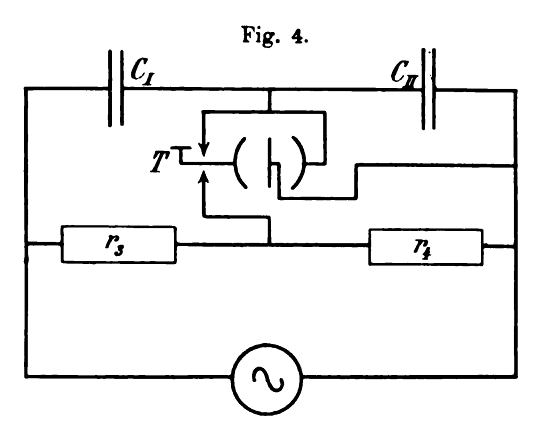
B. Versuche.

1. Vergleichung von Kapazitäten.

Bei dieser Messung ist die Herstellung der um 90° gegen den Strom verschobenen Hilfsspannung e'' am einfachsten. Wir benutzen dafür direkt einen der zu vergleichenden Kondensatoren.

In Fig. 4 ist die Schaltung dargestellt. r_3 und r_4 sind grössere induktionsfreie Stöpselrheostaten, C_I und C_{II} die zu vergleichenden Kapazitäten. Zwischen Nadel und erstem Quadrantenpaar liegt der Normalkondensator C_{II}, während das zweite Quadrantenpaar durch einen Taster T in der Ruhelage mit dem ersten verbunden ist, durch Niederdrücken der Taste dagegen an den Verbindungspunkt von r_3 und r_4

Fig. 4.



angelegt wird. Die Methode nähert sich hier derjenigen von de Sauty, indem hier nur statt des Telephons (Galvanometer und Doppelkommutator) das Elektrometer mit Hilfspotential angewendet wird. Bei Verwendung des Elektrometers ist die Genauigkeit sehr gross, zumal die Bedingung, dass die Phase von i möglichst verschieden sein soll von derjenigen der Gesamtspannung e, hier bestens erfüllt ist.

Würden wir die beiden Widerstände durch zwei weitere Kapazitäten ersetzen, von denen die eine veränderlich ist, und statt der Wechselstrommaschine ein grosses Induktorium anwenden, so erhielten wir eine von Gordon 1878 angegebene Schaltung (die sogenannte Induktionswage)[1]. Da bei Kapazitäten im allgemeinen das oben angegebene Vektordiagramm auf eine gerade Linie zusammenschrumpft,

[1]) Gordon, Phil. Trans. Bd. 170, S. 417 (1879).

so wird die Spannung e′ nach der Abgleichung zu Null. Hierauf fusst die von Gordon für seine Schaltung gegebene Ableitung.

Die Untersuchungen wurden mit einer Spannung e von 400 Volt durchgeführt. Das verwendete Elektrometer war ziemlich unempfindlich, seine auf Centimeter-Ausschlag und Volt bezogene Joubertsche Konstante war C = 45,2. Es wurden zunächst drei Kondensatoren Nr. 2, Nr. 5 und Nr. 8 miteinander verglichen, die Kapazität des Kondensators Nr. 2 war mittels der Dreivoltmetermethode bei $\nu = 50$ Perioden pro Sekunde zu $C_2 = 0{,}5480$ M.F. festgestellt worden.

Zur Ermittelung der Genauigkeit ε der Ablesung wurde bei r_4 so viel Widerstand a gezogen, bis ein merklicher Ausschlag im Elektrometer erfolgte. Die Periodenzahl war für alle Versuche $\nu = 50$ pro Sekunde.

1. $C_I = C_2$, $C_{II} = C_8$ im Schema.

Nr.	r_3	r_4	a	$\frac{r_4}{r_3}$	Mittel $\frac{r_4}{r_3}$	ε %
1	100 000	99 200	100	0,9920		
2	90 000	89 300		0,9925		
3	80 000	79 400		0,9925	0,9925	0,1
4	70 000	69 500		0,9930		
5	60 000	59 600		0,9930		

2. $C_I = C_5$, $C_{II} = C_8$.

Nr.	r_3	r_4	a	$\frac{r_4}{r_3}$	Mittel $\frac{r_4}{r_3}$	ε %
1	100 000	105 800	100	1,0580		
2	90 000	95 300		1,0580		
3	80 000	84 700		1,0580	1,0580	0,1
4	70 000	74 100		1,0580		
5	60 000	63 500		1,0575		

3. $C_I = C_5$, $C_{II} = C_2$.

Nr.	r_3	r_4	a	$\frac{r_4}{r_3}$	Mittel $\frac{r_4}{r_3}$	ε %
1	100 000	106 800	100	1,0680		
2	90 000	96 100		1,0660		
3	80 000	85 400		1,0670	1,0660	0,1
4	70 000	74 700		1,0625		
5	60 000	64 000		1,0660		

Es ergibt sich also:

$$C_8 = \frac{C_2}{0,9925} = \frac{0,5480}{0,9925} = 0,5520 \text{ M.F.}$$

$$C_5 = 1,0660 \cdot C_2 = 0,5850 \text{ M.F.}$$

Probe: $\frac{C_5}{C_8} = 1,0660 \,.\, 0,9925 = 1,0580.$

Beobachtet: $\frac{C_5}{C_8} = 1,0580.$

Ein zweiter Versuch wurde gemacht, um die Genauigkeit der Ablesung bei grosser Unsymmetrie der Verhältnisse, also grossem Unterschied der Widerstände r_3 und r_4 festzustellen. Zu diesem Zwecke wurde der Kondensator Nr. 2 verglichen mit einem Aggregat von 24 kleinen Leydener Flaschen, wie sie die „Gesellschaft für drahtlose Telegraphie" verwendet.

4. $C_I = C_A$, $C_{II} = C_2$.

Nr.	r_3	r_4	a	$\frac{r_4}{r_3}$	Mittel $\frac{r_4}{r_3}$	ε %
1	100 000	2300	20	0,0230		
2	90 000	2070		0,0230		
3	80 000	1860		0,0232	0,0231	0,9
4	70 000	1630		0,0233		
5	60 000	1390		0,0232		

$$C_A = 0,5480 \,.\, 0,0231 = 0,01265 \text{ M.F.}$$

Mit C_A vergleichen wir nun eine einzelne Leydener Flasche C_L. Hierbei ist jedoch zu bemerken, dass die Eigenkapazität des Elektrometers das Resultat beeinflusst. Wir messen in diesem Falle nicht C_L, sondern $C_L' = C_L + C_e$, wo C_e die Kapazität des an den Enden von C_L anliegenden Elektrometers (vgl. Fig. 4) darstellt. Diese Kapazität ist abhängig von der Nadelstellung, bleibt also nur konstant, wenn auf gleichen Ausschlag des Elektrometers eingestellt wird.

5. $C_I = C_A$, $C_{II} = C_L$.

Nr.	r_3	r_4	a	$\frac{r_4}{r_3}$	Mittel $\frac{r_4}{r_3}$	ε %
1	100 000	6170	30	0,06170		
2	90 000	5540		0,06165		
3	80 000	4930		0,06165	0,06170	0,5
[4	70 000	4340		0,06200]		
5	60 000	3700		0,06170		

$$C_L' = 0,01265 \,.\, 0,0617 = 0,000780 \text{ M.F.}$$

Zur Ermittelung von C_e vergleichen wir nacheinander zwei Flaschen a und b mit einer Flasche c, an welche wir das Elektrometer anlegen. Dann ergibt sich das Verhältnis $\frac{C_a}{C_b}$. Hierauf vergleichen wir a und b direkt und legen die Nadel an a oder b an. Es ergibt sich $\frac{C_a + C_e}{C_b}$ oder $\frac{C_a}{C_b + C_e}$, woraus C_e berechnet werden kann.

6. $C_I = C_c$, $C_{II} = C_a$. Nadel an C_c.

Nr.	r_3	r_4	a	$\frac{r_4}{r_3}$	Mittel $\frac{r_4}{r_3}$	ε %
1	80 000	108 900	200	1,361		
2	70 000	95 400		1,361		
3	60 000	81 700		1,361	1,361	0,2
4	50 000	58 000		1,358		
5	40 000	54 500		1,362		

7. $C_I = C_c$, $C_{II} = C_b$. Nadel an C_c.

Nr.	r_3	r_4	a	$\frac{r_4}{r_3}$	Mittel $\frac{r_4}{r_3}$	ε %
1	100 000	88 300	200	0,883		
2	90 000	79 500		0,883		
3	80 000	70 600		0,883	0,883	0,2
4	70 000	61 800		0,883		
5	60 000	53 000		0,883		

8. $C_I = C_b$, $C_{II} = C_a$. Nadel an C_b.

Nr.	r_3	r_4	a	$\frac{r_4}{r_3}$	Mittel $\frac{r_4}{r_3}$	ε %
1	70 000	110 000	200	1,570		
2	60 000	94 300		1,571		
3	50 000	78 700		1,572	1,572	0,3
4	40 000	63 000		1,574		
5	30 000	47 200		1,574		

Das wahre Verhältnis $\frac{C_b}{C_a}$ ergibt sich zu

$$\frac{C_b}{C_a} = \frac{1,361}{0,883} = 1,545.$$

Es ist $\frac{C_b + C_e}{C_a} = 1{,}572$, woraus $\frac{C_e}{C_a} = 1{,}572 - 1{,}545 = 0{,}027$.

$$C_e = 0{,}027 \,.\, C_a.$$

Da $C_a \backsim 0{,}0007$ M.F., so ist $C_e = 0{,}000019$ M.F.

Wir ersehen daraus, dass wir in den meisten Fällen die Kapazität des Elektrometers vernachlässigen dürfen. Nur bei Vergleichung sehr kleiner Kapazitäten kommt sie in Frage; hier können wir sie uns aber nutzbar machen, indem wir diese kleinen Kapazitäten direkt nacheinander mit der Elektrometerkapazität selbst vergleichen, d. h. in der Schaltung Fig. 4 den dem Elektrometer parallel geschalteten Kondensator C_{II} einfach weglassen. Wir erhalten dann ein Schema, welches unverkennbare Aehnlichkeit hat mit der von Thomson zur Messung von Galvanometerwiderständen verwendeten Schaltung. Auf diese Weise sind die Flaschen a und b noch einmal miteinander verglichen; es ergibt sich $\frac{C_b}{C_a} = 1{,}538$ gegenüber 1,545 bei den Versuchen Nr. 6 und 7.

Die grosse Genauigkeit der Messung auch bei Unsymmetrie der Brücke berechtigt uns nunmehr, ein Kondensatorenaggregat C_B direkt mit Normalglimmerkondensatoren zu vergleichen. Wir verwenden dazu zwei hintereinandergeschaltete Stöpselkondensatoren von Siemens und Halske zu je 1,0 M.F. Die Spannung betrug 150 Volt. C_B wurde durch Vergleichen mit C_2 zu $C_B = 0{,}0247$ M.F. bestimmt. Stöpseln wir in den Glimmerkondensatoren $\frac{0{,}7}{2}$ M.F., so verteilt sich die Spannung im Verhältnis $\frac{0{,}025}{0{,}35} = \frac{7}{100}$ auf die beiden zu vergleichenden Kapazitäten; jeder Normalkondensator erhält also $\frac{0{,}07 \,.\, 150}{2}$ $= 5{,}3$ Volt, eine Spannung, mit welcher wir ihn beanspruchen dürfen.

Es ergibt sich nebenstehende Tabelle S. 249. Durch Vergleichung mit C_{II} bestimmt war $C_B = 0{,}0247$ M.F.

Zu bemerken ist noch, dass bei kleinen Kapazitäten die Kapazität der Zuleitungsdrähte durch Ausschalten des zu bestimmenden Kondensators gemessen und bei der Berechnung in Rücksicht gezogen werden kann.

Wir sehen aus diesen Messungen, dass die angegebene Methode vorzüglich geeignet ist zur Vergleichung von Kapazitäten aller Grössenordnungen. Besonders wertvoll dürfte sie sein bei Bestimmung kleiner Kapazitäten, wie sie bei der drahtlosen Telegraphie in Verwendung

9. $C_I = C_B$, $C_{II} = C_n$.

Nr.	C_n	r_3	r_4	a	$\frac{r_4}{r_3}$	Mittel $\frac{r_4}{r_3}$	C_B	ε %
1	$\frac{1,0}{2}$ =	100 000	4900	50	0,0490			
2		90 000	4370		0,0485			
3	0,5 M.F.	80 000	3900		0,0487	0,0488	0,0244	1,0
4		70 000	3400		0,0486			
5		60 000	2940		0,0490			
6	$\frac{0,8}{2}$ = 0,4	100 000	6100		0,0610	0,0610	0,0244	
7	$\frac{0,7}{2}$ = 0,35	100 000	7000		0,0700	0,0700	0,0245	

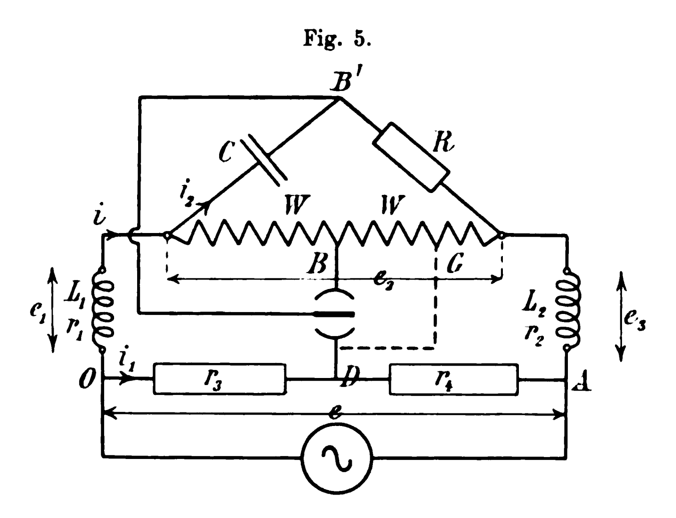
C_B = 0,0244 M.F.

kommen. Sie ermöglicht es Kapazitäten unter solchen Verhältnissen (Spannung, Wechselzahl, Kurvenform) zu untersuchen, worunter sie später gebraucht werden.

2. Vergleichung von Selbstinduktionskoeffizienten.

Hierbei macht die Herstellung der Hilfsspannung insofern Schwierigkeiten, als es unmöglich ist, dieselbe wegen des stets vor-

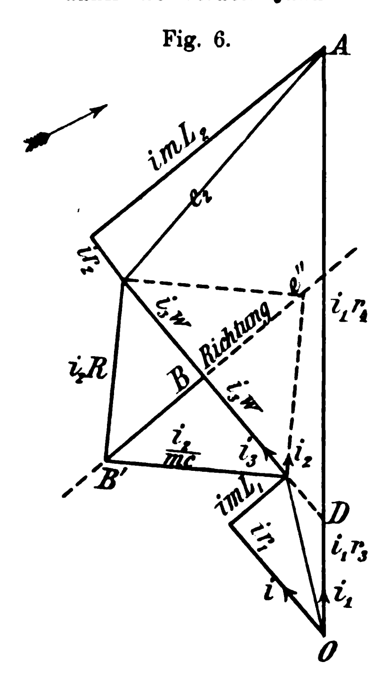
Fig. 5.



handenen Ohmschen Widerstandes und der damit zusammenhängenden Phasenverschiebung der Spannung gegenüber dem Strom $< 90^0$ direkt an einer der beiden zu vergleichenden Spulen abzunehmen. Daher

wurde die Schaltung Fig. 5 ausgeführt. Mit den beiden zu vergleichenden Induktionsspulen wurden zwei gleiche induktionsfreie Widerstände w w hintereinandergeschaltet. Parallel zu den letzteren ist ein Kondensator mit einem induktionsfreien Widerstand R hintereinandergeschaltet. Dann kann man durch entsprechende Aenderung von R den Punkt B′ so wählen (vgl. Diagramm Fig. 6), dass die Spannung zwischen B und B′ senkrecht zum Strome i_3 liegt. Ist i_2 gegenüber i_3 zu vernachlässigen, so steht e″ auch senkrecht zum Strom i. Wenn dann die beiden Quadrantenpaare des Elektrometers an dem Punkte B und irgend einem Punkte G des Widerstandes w, die Nadel an B′ liegt, so zeigt sich die senkrechte Stellung des Vektors von e″ an der Gleichheit der Elektrometerausschläge beim Kommutieren jener Spannung. Die Kommutierung ist hier nötig, weil e′ ziemlich gross gegenüber e″, und leicht erzielbar durch Vertauschen von R und C mittels eines Kommutators. Die Aenderung des Diagrammes hierfür ist gestrichelt eingezeichnet.

Fig. 6.



Es wurde eine Spannung von 400 Volt verwendet; die Wechselgeschwindigkeit betrug m = 314. Das Elektrometer hatte die Joubertsche Konstante C = 45,2. Zum induktionsfreien Widerstande 2 w = 8000 Ω lag parallel eine Reihe von hintereinandergeschalteten Lampen, deren Widerstand im kalten Zustande zu ∾ 1500 Ω bestimmt wurde. Der Kombinationswiderstand aus beiden Aggregaten beträgt also rund 1300 Ω. Die richtige Lage des Spannungsvektors ergab sich im Mittel bei R = 270 000 Ω. Der Gesamtwiderstand des Kondensators und dieses Widerstandes ist also $\sqrt{2} \cdot 270\,000 = \backsim 380\,000\,\Omega$. Der Strom darin beträgt $\frac{1300}{380\,000} \backsim 3{,}5\,\%$ des im Widerstand 2w fliessenden Stromes; die durch ihn bewirkte Phasenverschiebung des Gesamtstromes gegenüber der Spannung e_2 kann also um so mehr vernachlässigt werden, als die Phasenverschiebung $(i_2\, e_2)$ auch nur 45° beträgt. Es ergaben sich folgende Werte:

1. Induktionsspule Nr. 7 ($R = 260\ \Omega$, $L = 2{,}77$ Henry) und Nr. 31a ($R = 175\ \Omega$).

Nr.	r_3	r_4	a	$\frac{r_4}{r_3}$	Mittel $\frac{r_4}{r_3}$	ε %
1	80 000	9950	100	0,1243		
2	70 000	8700		0,1243	0,1241	1,0
3	60 000	7450		0,1240		
4	50 000	6200		0,1240		

$$L_{31a} = 0{,}1241 \cdot 2{,}77 = 0{,}3440 \text{ Henry.}$$

2. Induktionsspule Nr. 7 und Nr. 31b ($R = 175\ \Omega$).

Nr.	r_3	r_4	a	$\frac{r_4}{r_3}$	Mittel $\frac{r_4}{r_3}$	ε %
1	100 000	10 350	100	0,1035		
2	90 000	9 300		0,1032		
3	80 000	8 300		0,1035	0,1034	1,0
4	70 000	7 250		0,1034		
5	60 000	6 200		0,1033		

$$L_{31b} = 0{,}2865 \text{ Henry.}$$

3. Induktionsspule Nr. 31a und 31b.

Nr.	r_3	r_4	a	$\frac{r_4}{r_3}$	Mittel $\frac{r_4}{r_3}$	ε %
1	90 000	10 600	100	1,178		
2	80 000	9 450		1,180		
3	70 000	8 250		1,177	1,178	1,0
4	60 000	7 050		1,174		
5	50 000	5 900		1,180		

Andererseits ergibt der Versuch Nr. 1 und 2:

$$\frac{L_{31a}}{L_{31b}} = \frac{0.1241}{0{,}1034} = 1{,}200.$$

4. Spule Nr. 7 und Nr. 1.

Nr.	r_3	r_4	a	$\frac{r_4}{r_3}$	Mittel $\frac{r_4}{r_3}$	ε %
1	100 000	7000	80	0,070		
2	90 000	6300		0,070		
3	80 000	5600		0,070	0,070	1,2
4	70 000	4900		0,070		
5	60 000	4200		0,070		

$$L_1 = 0{,}070 \cdot 2{,}77 = 0{,}1960 \text{ Henry.}$$

5. Spule Nr. 1 und Nr. 30 d.

Nr.	r_3	r_4	a	$\frac{r_4}{r_3}$	Mittel $\frac{r_4}{r_3}$	ε %
1	30 000	3400	50	0,113		
2	29 000	3300		0,114		
3	28 000	3150		0,112	0,113	1,5
4	27 000	3050		0,113		
5	26 000	2950		0,113		

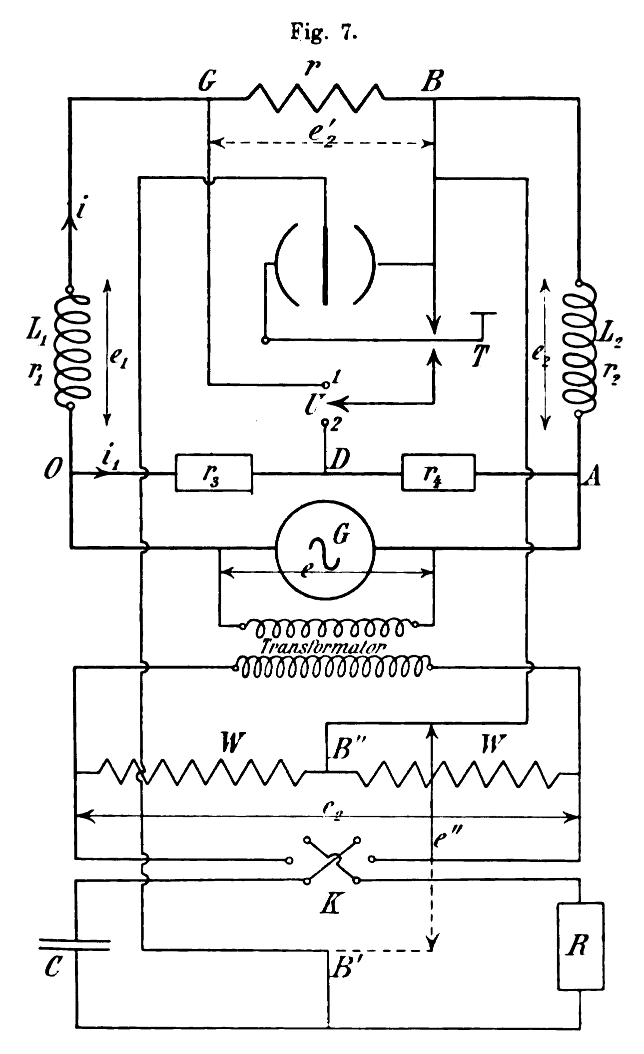
$L_{30d} = 0{,}0222$ Henry.

Wir schulden noch den Beweis, dass thatsächlich der Ohmsche Widerstand der Spulen ohne Einfluss auf die Angabe des Elektrometers ist. Um ihn zu erbringen, wurde eine Glühlampe vom Widerstande 190 Ω hinter die zu untersuchenden Spulen geschaltet. Es zeigte sich, dass der Ausschlag des Elektrometers hierdurch nicht wesentlich beeinflusst, dagegen beim Einschalten der Spule 30 d, deren Widerstand nur 36 Ω betrug, die Abgleichung gestört wurde.

Eine Schwierigkeit bei dieser Messung liegt in der richtigen Verteilung der Spannungen e_1, e_2 und e_3 zur Erzielung grösstmöglichster Genauigkeit. Haben wir nämlich Spulen mit hohem Ohmschen Widerstande zu vergleichen, so wird ein grosser Teil der Gesamtspannung in den beiden Spulen verloren gehen, so dass für e_2 und damit für e'' nur ein kleiner Teil übrig bleibt. Ausserdem werden die Spulen durch den Strom übermässig erwärmt. Haben andererseits die Spulen geringen Widerstand, aber auch kleine Selbstinduktion, so muss der Strom i eine gewisse Grösse haben, um die zur Erzielung einer genügenden Genauigkeit nötige Spannung an den Enden hervorbringen zu können. Ausserdem nähert sich die Phase des Stromes durch das Einschalten des induktionsfreien grossen Widerstandes 2 w der Phase der Gesamtspannung, was nach dem oben Gesagten eine bedeutende Reduktion der Genauigkeit hervorruft. Das oben angewendete Mittel, durch einen dem Widerstand 2 w parallel geschalteten variablen Widerstand die Verhältnisse möglichst günstig einzustellen, erscheint als nicht genügend, da die erzielte Genauigkeit von 1 % in keinem Verhältnis zu der Komplikation der Schaltung und der Ablesung steht. Das auf Vergrösserung der Genauigkeit gerichtete Bestreben führte dazu, die Spannung e_2 bezw. e'' von dem Messstromkreis ganz unabhängig zu machen und ergab eine in Fig. 7 dargestellte Schaltung. Der unterhalb des Generators G gezeichnete Teil der

Schaltung dient zur Herstellung der Hilfsspannung e'', welche in derselben Weise, wie in Fig. 5 angedeutet, hergestellt wird. Die Spannung e_2 kann unabhängig vom Messstromkreise durch einen Transformator beliebig gross hergestellt werden, und wird auf richtige

Fig. 7.

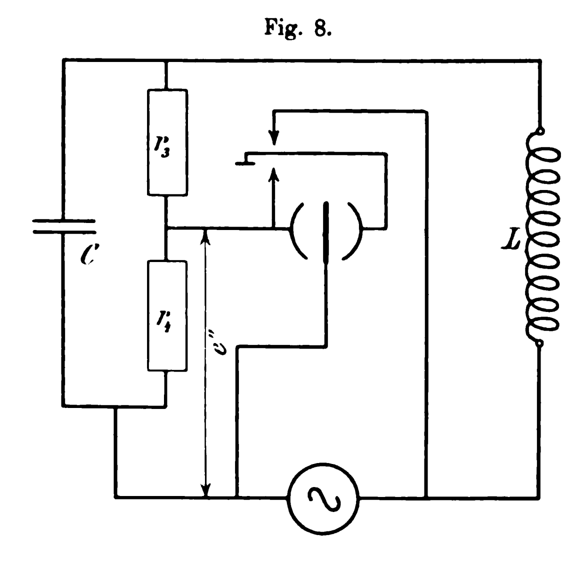


Phase geprüft und eingestellt, indem man den Umschalter U auf 1 stellt und den Widerstand R ändert, bis beim Kommutieren von K das Elektrometer denselben Ausschlag zeigt. Dann steht e'' senkrecht zu e_2', d. h. zu i. Auch hier liegt ausser den beiden Spulen L_1 und L_2 noch ein induktionsfreier Widerstand r, welcher zur Erzeugung

von e_2' notwendig ist, im Messstromkreis, jedoch kann dieser so klein sein, dass er die Verhältnisse nicht wesentlich beeinflusst. Zur Herstellung der Ruhelage dient, wie in Fig. 4 der Taster T, bei der Messung liegt der Umschalter U auf 2. Unter Verwendung dieser Schaltung wurden die oben benutzten Spulen nachträglich verglichen. Beim Versuch war $e = 70$ Volt, $e_2 = 400$ Volt, $2w = 8000\,\Omega$, $r = 100\,\Omega$, $C = 0{,}5$ M.F., R ein Stöpselrheostat bis 10000 Ω. Der Versuch ergab eine Vergrösserung der Genauigkeit auf 0,1 %.

Die bis jetzt meistens ausgeführten Brückenmethoden leiden an dem Uebelstande, dass sie zweier Abgleichungen bedürfen, einer Gleichstrom- und einer Wechselstromabgleichung. Sie können deshalb auch

Fig. 8.



nur für Rollen ohne Eisen angewendet werden, da ja nur bei letzteren der bei Gleichstrom abgeglichene Ohmsche Widerstand mit dem sich bei Wechselstrom ergebenden äquivalenten Ohmschen Widerstand übereinstimmt. Bei Spulen mit Eisen ist der Selbstinduktionskoeffizient abhängig von der Permeabilität μ. Wir können also nach der vorliegenden Methode durch Aenderung der Induktion und jedesmalige Bestimmung von L die Kurve der Permeabilität aufstellen, also Eisenuntersuchungen vornehmen, da auch der die Spulen durchfliessende Strom ebenso wie die Spannung an ihren Enden leicht gemessen werden kann. Allerdings können bei Anwesenheit von Eisen Fehler im Resultat entstehen, da für die hierdurch bewirkte Verzerrung der Kurven das grundlegende Vektordiagramm nur bedingungsweise Gültigkeit hat.

Zu bemerken ist noch, dass die beiden zu vergleichenden Spulen weit voneinander entfernt liegen müssen, um den Einfluss der gegenseitigen Induktion auszuschliessen.

3. Vergleichung von Kapazitäten und Selbstinduktionskoeffizienten.

Bei diesem Versuch stellten den Widerstand r_3 (Fig. 8) mehrere Dekadenkästen zu je 100000 Ω dar, während r_4 durch einen Kasten von 10 × 10000 Ω und einen Rheostaten 10000 bis 1 Ω repräsentiert wurde. Die Versuchsspannung betrug ∾ 200 Volt.

Zunächst wurde die Spule Nr. 7 mit dem Kondensator Nr. 8 und Nr. 2 verglichen.

1. Spule Nr. 7 und Kondensator Nr. 8. m = 314.

Nr.	r_3	r_4	a	$\frac{r_3}{r_3 + r_4}$	Mittel $\frac{r_3}{r_3 + r_4}$	ε %
1	35 200	200 000	100	0,1495		
2	33 300	190 000		0.1490		
3	31 600	180 000		0,1492	0,1490	0,3
4	29 700	170 000		0,1488		
5	28 000	160 000		0,1488		

2. Spule Nr. 7 und Kondensator Nr. 2. m = 314.

Nr.	r_3	r_4	a	$\frac{r_3}{r_3 + r_4}$	Mittel $\frac{r_3}{r_3 + r_4}$	ε %
1	35 000	200 000	100	0,1490		
2	31 600	180 000		0,1492		
3	27 700	160 000		0,1465	0,1485	0,3
4	24 300	140 000		0,1480		
5	21 200	120 000		0,1500		

3. Spule Nr. 7 und Kondensatoren Nr. 2 und Nr. 8 parallel geschaltet. m = 314.

Nr.	r_3	r_4	a	$\frac{r_3}{r_3 + r_4}$	Mittel $\frac{r_3}{r_3 + r_4}$	ε %
1	83 200	200 000	250	0,2940		
2	75 200	180 000		0,2940		
3	66 500	160 000		0,2940	0,2940	0,3
4	58 400	140 000		0,2940		
5	49 800	120 000		0,2940		

Es ergibt Versuch Nr. 1:

$$C_8 = \frac{1}{m^2 L} \frac{r_3}{r_3 + r_4} = \frac{1}{314^2 \,.\, 2{,}770} \,.\, 0{,}149 = 0{,}547 \text{ M.F.}$$

Der Sollwert ist: $C_8 = 0{,}551$ M.F.

Aus Versuch Nr. 2 folgt:

$$C_2 = 0{,}542 \text{ M.F.}$$

Der Sollwert beträgt: $C_2 = 0{,}548$ M.F.

Der Unterschied stammt von Fehlern in der Bestimmung der Tourenzahl und der Phasenverschiebung $(i, e'') < 90^0$.

Auch ist hier zu bemerken, dass die Formel $m^2 L C = \frac{r_3}{r_3 + r_4}$ nur dann genau ist, wenn der Widerstand der Spulen zu vernachlässigen ist gegenüber dem Wert $\frac{1}{m\,C} - m\,L$.

Bei Versuch Nr. 1 ist

$$r = 260, \quad \frac{1}{m\,C} - m\,L = \frac{10^6}{314 \,.\, 0{,}55} - 314 \,.\, 2{,}77 \sim 5000.$$

Daraus ergibt sich $\operatorname{tg} \varphi = \frac{260}{2 \,.\, 5000} = 0{,}026$ und $\varphi = 1{,}50^0$ als Phasenverschiebung der im Elektrometer wirkenden resultierenden Spannung $\left(e'' - \frac{e'}{2}\right)$ gegenüber e''.

Diese Messmethode verlangt eine genaue Bestimmung der Tourenzahl; auf die Umkehrung dieser Messung, die Bestimmung der Tourenzahl bei bekanntem C und L ist schon oben hingewiesen worden.

4. Vergleichung von Widerständen.

Die Hilfsspannung e'' nehmen wir in diesem Falle an einem in den Kreis des Stromes i eingeschalteten Widerstand ab, und zwar können wir in vielen Fällen an Stelle der Spule $r_1\,L_1$ einen induktionsfreien, in zwei gleiche Teile r r geteilten Widerstand verwenden, welcher uns die kommutierbare Hilfsspannung direkt liefert, indem e'' abwechselnd von den beiden Hälften abgenommen wird.

Zeigt beim Kommutieren von e'' durch den Hebel T der Ausschlag des Elektrometers keine Aenderung, so ist

$$\frac{r + r_1}{r} = \frac{r_4}{r_3}, \quad r_1 = \frac{r_4 - r_3}{r_3} \,.\, r = \left(\frac{r_4}{r_3} - 1\right) r.$$

Die Versuchsspannung betrug 200 Volt, die Elektrometerkonstante war C = 13,5.

1. Spule Nr. 7 ohne Eisen (L = 277 Henry), 2 r = 2000 Ohm.

Nr.	r_3	r_4	a	$\frac{r_3 - r_4}{r_3}$	Mittel $\frac{r_3 - r_4}{r_3}$	ε %
1	7975	10 000	5	0,2520		
2	7170	9 000		0,2520		
3	6375	8 000		0,2530	0,2525	0,07
4	5580	7 000		0,2520		
5	4785	6 000		0,2525		

Demnach ist $r_1 = 252,5$ Ohm, gemessen mit einer Genauigkeit von ∾ 0,4 %. Der mittels des Universalgalvanometers von Siemens und Halske gemessene Widerstand beträgt $r_1 = 255,0$ Ohm.

2. Spule Nr. 29 g (L ∾ 0,5 Henry), 2 r = 4000 Ω.

Nr.	r_3	r_4	a	$\frac{r_3 - r_4}{r_3}$	Mittel $\frac{r_3 - r_4}{r_3}$	ε %
1	4560	10 000	5	1,193		
2	4100	9 000		1,194		
3	3635	8 000		1,200	1,200	0,11
4	3175	7 000		1,204		
5	2720	6 000		1,204		

Demnach ist hier $r_1 = 1,200 \cdot 2000 = 2400$ Ohm, gemessen mit einer Genauigkeit von 1 %. Mit dem Universalgalvanometer ergab sich $r_1 = 2400$ Ohm.

Diese Art der Widerstandsmessung hat Bedeutung für die Untersuchung von eisenhaltigen Induktionsspulen; so lässt sich z. B. der Effektverbrauch von Drosselspulen infolge von Hysteresis und Wirbelströmen hierdurch bestimmen. Bei einem Versuch wurde eine solche Drosselspule eingeschaltet, es ergab sich bei einer Spannung von 90 Volt und einem Strome von 0,120 Amp. ein äquivalenter Ohmscher Widerstand von im Mittel 325,0 Ohm bei einer Genauigkeit von 0,7 %. Hieraus berechnet sich $p = 0,120^2 \cdot 325,0 = 4,68$ Watt und die Wattkomponente der Spannung zu $0,120 \cdot 325,0 = 36,4$ Volt.

Natürlich lässt sich diese Methode auch bei Gleichstrom anwenden. Die Schaltung vereinfacht sich dann noch durch den Fortfall des Kommutators, da nach Abgleichung $e' = 0$. So lässt sich

der Widerstand von Glühlampen in brennendem Zustande auf diese Weise gut machen.

Bei allen hier angegebenen Nullmethoden bleibt der Nullpunkt unverändert, wenn die Differentialwirkung der Quadranten auf die Nadel verschwindend klein ist. Sobald jedoch eine solche Wirkung auftritt, muss vor jeder Ablesung der Nullpunkt kontrolliert werden, am besten mit Hilfe des in allen Schaltungen angegebenen Tasters T. Da auch bei anderen Spiegelinstrumenten meistens eine Kontrolle des Nullpunktes durchgeführt wird, so ist die Notwendigkeit einer solchen bei den obigen Methoden kein besonderer Nachteil.

II. Messung des wahren Stromes und der Phasenverschiebung.

Wir haben gesehen, wie es durch Anwendung einer Hilfsspannung von entsprechender Phase möglich ist, Spannungen e' in der Richtung eines Stromes i, senkrecht zu dieser Richtung oder um einen Winkel φ in der Phase dagegen verschoben zu messen. Die Herstellung der Phase der Spannung e'' durch Anwendung von Kondensatoren und Drosselspulen ist aber mit Schwierigkeiten und Weitläufigkeiten verknüpft, welche man umgeht, wenn man sich eines synchron laufenden Hilfsgenerators bedient, dessen E.M.K. durch Verstellen der drehbaren Feldmagnete eine beliebige Phase erteilt werden kann.

Die nähere Beschreibung einer derartigen Anordnung ist vor kurzem von mir veröffentlicht worden[1]) und kann hier darauf verwiesen werden.

An der Stellung der drehbaren Magnete kann die Phasenverschiebung direkt abgelesen werden, während die zugehörige Komponente der Spannung (bezw. des Stromes) sich aus den Elektrometerausschlägen ergibt.

Wenn wir Drehstrom zur Verfügung haben, so können wir auch durch Verwendung eines stillstehenden Asynchronmotors mit offener Rotorwickelung die erforderliche Phasenverschiebung von e'' herstellen.

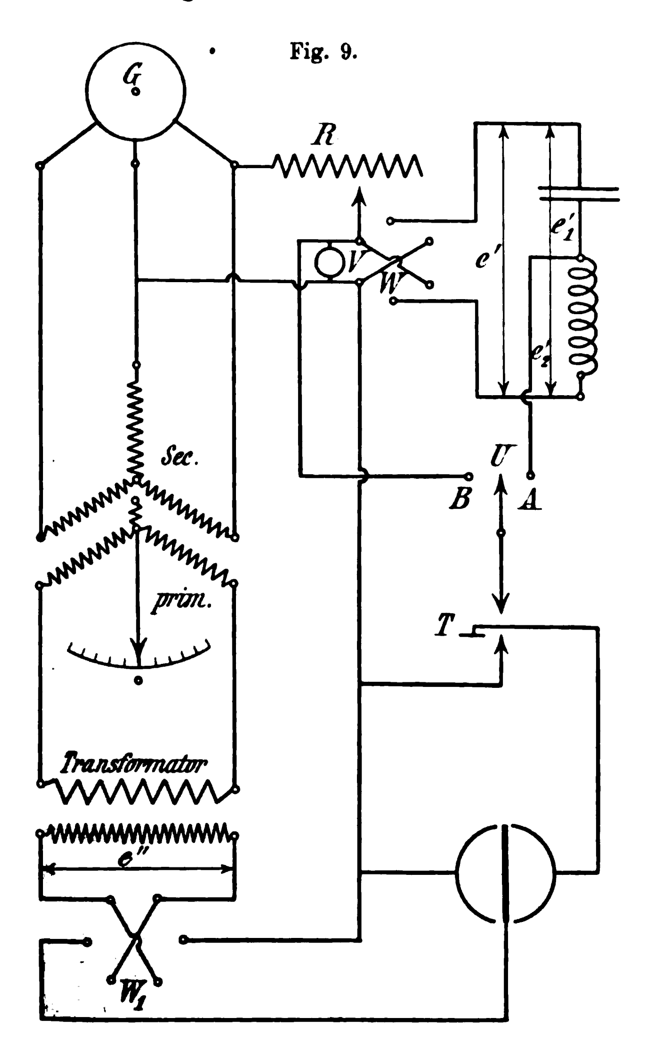
Bekanntlich ändert sich bei einem Drehstrommotor die Phase der sekundären Wickelung gegenüber der primären mit der Stellung des Rotors. Erregen wir also etwa den Läufer mit Drehstrom, dessen eine Phase ausserdem den zu untersuchenden Stromkreis speist, und nehmen von einer Phase des Ständers die Spannung e'' ab, so können wir durch Verstellen des Läufers jede gewünschte Phasenverschiebung erreichen.

[1]) E.-T. Z. 1902, Heft 17, S. 365.

Hierbei ist jedoch der Uebelstand vorhanden, dass wegen der ungleichen Feldverteilung die Spannung e″ beim Drehen des Läufers nicht konstant bleibt, sondern immer nachreguliert werden muss.

Unter Verwendung eines solchen Drehstrommotors wurden die

Fig. 9.



unten angegebenen Versuche durchgeführt. Die Schaltung zeigt Fig. 9. Mit Hilfe des Dreiphasengenerators G, dessen Spannung reguliert werden konnte, wurde der Läufer eines vierpoligen Drehstrommotors, dessen Umsetzungsverhältnis 1 : 2, erregt; die Spannung einer Phase des Ständers ∾ 120 Volt, wurde mit Hilfe eines Transformators auf

die Spannung $e'' = 400$ Volt gebracht und auf gleicher Höhe gehalten, ebenso blieb durch Regulieren von R die am Voltmeter V abgelesene Spannung e' konstant.

Um die Brauchbarkeit eines solchen Drehstrommotors für unsere Zwecke zu erweisen, wurde der Läufer von 5° zu 5° (in der Phase von 10° zu 10°) gedreht, und der aus den Elektrometerausschlägen berechnete cos φ mit dem sich aus der Winkelstellung des Läufers ergebenden cos ψ verglichen. Haben wir bei einer gewissen Stellung des Rotors das Maximum des Ausschlages n, so muss nach unserer Voraussetzung nach einer Drehung des Rotors um den Winkel φ im Felde der vom Elektrometer jetzt angezeigte Ausschlag den Wert $n_1 = n \cos \varphi$ haben, also $\cos \varphi = \frac{n_1}{n} = \cos \psi$.

Es zeigte sich, dass die Angaben des Drehstrommotors um durchschnittlich 1° differieren. Der Grund hierfür ist die Unsymmetrie der Wickelung und die ungleiche Geschwindigkeit des Rotorfeldes während einer Periode, welche auf diese Weise leicht festgestellt werden kann. Zu präzisen Messungen wird man sich also besser eines Apparates mit drehbaren Magneten bedienen, dass jedoch auch schon unter Verwendung eines Drehstrommotors gute Resultate erzielt werden können, sollen folgende Ueberschlagsmessungen zeigen.

Zunächst wurde ein Kondensator mit einer Induktionsspule hintereinandergeschaltet; es soll das Vektordiagramm dieser Kombination aufgenommen werden (Fig. 9). Liegt die Wippe W nach rechts, so messen wir bei der Stellung A des Umschalters U die Spannung e_1', bei B die Spannung e'; liegt die Wippe nach links, so wird bei Stellung A die Spannung e_2', bei B e' gemessen. Die Nulllage des Elektrometers war 50,0.

1. Wippe nach rechts, Umschalter auf B, gemessen e', der Läufer wurde gedreht, bis der Ausschlag im Elektrometer sein Maximum erreichte. Stellung des Läufers 138,0°:

$$n_1 = 47{,}80, \quad n_2 = 52{,}20, \quad n = 2{,}20 \text{ cm.}$$

2. Läufer in derselben Stellung, Umschalter auf A, gemessen die Komponente der Teilspannung e_1' in Richtung e':

$$n_1 = 44{,}90, \quad n_2 = 56{,}70, \quad n = 5{,}90 \text{ cm.}$$

3. Wippe W umgelegt. Es ergibt sich die Komponente der Teilspannung e_2' in Richtung e':

$$n_1 = 42{,}00, \quad n_2 = 58{,}00, \quad n = 8{,}00 \text{ cm.}$$

4. Jetzt wurde der Läufer auf den Ausschlag 0 bei Einschaltung der Spannung e′ eingestellt, Umschalter auf B, Winkelablesung 182,5° (gemessen die Komponente e′ senkrecht zu e′).

5. Umschalter auf A. Wippe nach rechts. Gemessen die Komponente e_1' senkrecht zu e′:

$$n_1 = 41{,}70, \quad n_2 = 60{,}00, \quad n = 9{,}15 \text{ cm}.$$

6. Wippe umgelegt. Gemessen die Komponente von e_2' senkrecht zu e′:

$$n_1 = 59{,}00, \quad n_2 = 41{,}00, \quad n = 9{,}00 \text{ cm}.$$

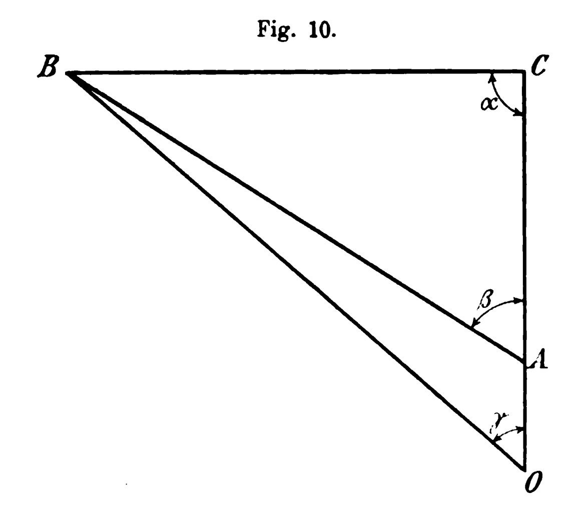
7. Umschalter auf A. Wippe nach rechts. Messung der gesamten Spannung e_1' durch Drehen des Läufers bis der Ausschlag ein Maximum. Winkelablesung 204,0°:

$$n_1 = 62{,}30, \quad n_2 = 37{,}90, \quad n = 12{,}20 \text{ cm}.$$

8. Wippe umgelegt. Messung der gesamten Spannung e_2' bei Winkelablesung 194,5°. Maximum bei

$$n_1 = 61{,}70, \quad n_2 = 40{,}00, \quad n = 10{,}85 \text{ cm}.$$

Fig. 10.



Konstruieren wir aus diesen Daten das Diagramm, so erhalten wir Fig. 10. In diesem Diagramm haben wir alle vorkommenden Vektoren und die Winkel $O\hat{A}B$ und $B\hat{O}A$ direkt gemessen. Wir können also die einzelnen Werte kontrollieren.

$$AO = OC - AC.$$

Es war

$$OC = 8{,}00,\ AC = 5{,}90,$$
$$OA = 8{,}0 - 5{,}9 = 2{,}10;\ \text{gemessen } 2{,}20\ \text{cm}.$$

BC ist die Projektion zu OC sowohl von AB wie auch von OB. Wir erhalten in einem Falle (5) 9,15, im anderen (6) 9,00 cm Ausschlag.

$$AB = \sqrt{\overline{BC}^2 + \overline{CA}^2} = \sqrt{9{,}06^2 + 5{,}9^2} = 10{,}80\ \text{gemessen, } 10{,}85\ \text{cm},$$

$$OB = \sqrt{\overline{BC}^2 + \overline{OC}^2} = \sqrt{9{,}06^2 + 8{,}0^2} = 12{,}05\ \text{gemessen, } 12{,}20\ \text{cm}.$$

Da der Motor vierpolig gewickelt ist, so messen wir bei einer Drehung um einen Winkel φ den doppelten Wert.

Nach der Messung ist

$$\frac{\alpha}{2} = 182{,}5^0 - 138{,}0^0 = 44{,}5^0;\ \alpha = 89{,}0^0;$$

sein Sollwert ist $90{,}0^0$.

Es ergibt die Messung $\frac{\gamma}{2} = 204{,}0^0 - 138{,}0^0 = 66{,}0^0$, $\gamma = 132{,}0^0$ bezw. $180{,}0^0 - 132{,}0^0 = 48{,}0^0$. Berechnet wird $\operatorname{tg} \gamma = \frac{CB}{CO} = \frac{9{,}06}{8{,}00} = 1{,}132$, $\gamma = 48{,}5^0$.

Ferner ist

$$\frac{\beta}{2} = 194{,}5^0 - 138{,}0^0 = 56{,}5^0;\ \beta = 113{,}0^0$$
$$\text{bezw. } 180{,}0^0 - 113{,}0^0 = 67{,}0^0;$$

berechnet wird

$$\operatorname{tg} \beta = \frac{CB}{CA} = \frac{9{,}06}{5{,}90} = 1{,}532,\ \beta = 57{,}0^0.$$

Es zeigt sich also, dass trotz der rohen Messung, welche wegen der Schwankung der Spannung e″ nur den Charakter einer Ueberschlagsmessung haben sollte, die Resultate gut übereinstimmen, bis auf den zuletzt angeführten Wert des Winkels β, bei welchem der gemessene Wert um 10^0 vom Sollwert abweicht. Diese Abweichung rührt offenbar von einem Ablesungsfehler her, indem statt 199,5 194,5 festgestellt wurde, was bei der Gradteilung der Scheibe leicht möglich war.

Ferner wurden noch eine Selbstinduktion und ein Widerstand hintereinander geschaltet. Die Messresultate mögen hier noch Platz finden. Gemessen wurde:

2CB = 3,90 + 3,20,	2CO = 10,20 + 10,85 bei 163,0°,
2BO = 6,50 + 7,20,	2DC = 6,00 + 5,30 bei 188,0°,
{2DB = 4,10 + 4,70 {2DB = 5,30 + 4,00	2DO = 8,50 + 7,85.

Diese Schaltung verbindet mit dem Vorteil des direkt ablesbaren Phasenwinkels, der proportional geteilten Skala und dem Fortfall des Effektverbrauchs durch Messströme eine durch Wahl der Hülfsspannung beliebig zu steigernde, eventuell abstufbare Empfindlichkeit, welche sie für Laboratoriumszwecke besonders geeignet macht. Bei der Ablesung des Phasenverschiebungswinkels fällt jede Rechnung fort, ausserdem zeigt die Messung, besonders gegenüber den Angaben eines geeichten Phasometers eine grosse Genauigkeit.

Ein spezieller Fall der Messung der Komponente einer Spannung in einer bestimmten Richtung ist die Effektmessung. Nehmen wir an den Enden des Apparates, welcher den Effekt braucht, die Spannung e″ ab, an den Enden eines in den Stromkreis eingeschalteten induktionsfreien Widerstandes die Spannung e′, so ist der Ausschlag des Elektrometers ein Mass für den verbrauchten Effekt. Hierauf ist schon von anderer Seite hingewiesen worden[1]); wir können also um so mehr davon absehen, diese Thatsache durch Versuche zu erhärten, als die vorhin angegebenen Messungen dieselben schon zum Teil in sich schliessen.

III. Schlupfmessung.

Wenn das Elektrometer unter dem Einfluss zweier konstanter Spannungen e′ und e″ steht, so wird sein Ausschlag so lange konstant bleiben, als sich der Phasenwinkel (e′, e″) nicht ändert. Sobald jedoch die Phasenverschiebung eine andere Grösse annimmt, wird auch der Ausschlag einer Aenderung unterworfen sein. Ist nun diese Phasenveränderung der Spannung e′ gegenüber e″ kontinuierlich, so wird die Nadel des Elektrometers, falls die Aenderung nicht zu schnell erfolgt, eine kontinuierlich schwingende Bewegung ausführen. Eine solche fortwährende Aenderung von e′ gegenüber e″ kommt bekanntlich zu stande, wenn die Periodenzahl von e′ von derjenigen von e″ verschieden ist. Im Elektrometer wirkt dann die Differenz der beiden Perioden, und die Anzahl der Nadelschwingungen geben diese Differenz direkt an. Das Elektrometer ist also ein sehr bequemer Schlupf-

[1]) Vergl. z. B. Addenbrooke, Ecl. El. 1901, Bd. 28, S. 283. — Kohlrausch, Lehrb. der Physik, IX. Aufl., S. 522.

messer, wenn wir es dem Einfluss zweier Spannungen, deren Periodenunterschied gemessen werden soll, aussetzen. Wird z. B. bei einem Drehstrommotor die Periode von e' von der Tourenzahl des Läufers abhängig gemacht, während e'' am Ständer abgenommen wird, so können wir den Schlupf des Rotors an den Nadelschwingungen direkt abzählen.

Bei einem vorgenommenen Versuch erwies sich die Anwendbarkeit des Elektrometers für obige Zwecke als den Erwartungen entsprechend.

Die hier angegebenen Methoden der Verwendung des Elektrometers lassen sich theoretisch alle auch mit dem Elektrodynamometer ausführen. Jedoch hat das erstere gegenüber dem letzteren wesentliche Vorzüge. Während der Stromdurchgang bezw. Effektverbrauch und die Selbstinduktion der Spulen bei dem Dynamometer zu Korrektionen und umständlichen Rechnungen Anlass geben[1]), ist derselbe bei dem statischen Instrument minimal. Zur Anwendung auf die oben behandelten Nullmethoden ist daher das Dynamometer in den meisten Fällen wenig geeignet. Im allgemeinen kann man sagen, dass die Vorzüge des Elektrometers da zur Geltung kommen, wo grosse Spannungen bei kleinen Strömen vorhanden sind, während das Dynamometer bei kleinen Spannungen und grossen Strömen vorteilhaft verwendet wird. So würde der der Spannung e' entsprechende Strom i', welcher wegen der Unempfindlichkeit des Dynamometers einen bestimmten Betrag nicht unterschreiten kann, die Messung erheblich beeinflussen bezw. unmöglich machen, wenn der in den Brückenzweigen fliessende Strom i oder i_1 von derselben Grössenordnung oder noch kleiner als i' ist; bei Vergleichung zweier Kapazitäten dürfte also die Verwendung des Dynamometers ausgeschlossen sein.

Andererseits sind bei kleinen Wechselstromwiderständen im Stromkreis die auftretenden Spannungen selbst bei grösstmöglichsten Strömen so klein, dass die Elektrometermessung schlechte Resultate ergibt. Dagegen können hier die kleinen Dynamometerströme im Vergleich zu den Brückenströmen vernachlässigt werden. Letzterer Fall tritt z. B. ein bei Vergleichung sehr kleiner Induktionskoeffizienten. Es ist deshalb von Vorteil, hier die Schaltung Fig. 11 anzuwenden.

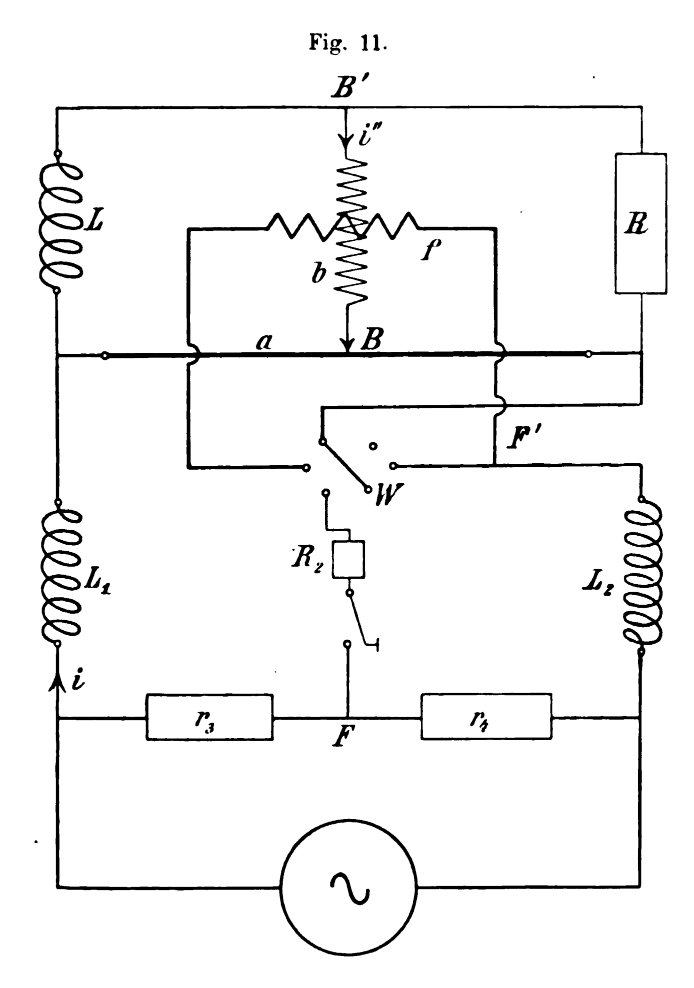
---

[1]) Vergl. auch die Methoden von H. A. **Rowland**, Sill. Journ. 1897, Bd. 154, S. 429.



Parallel zu einem kalibrierten Messdraht a, welcher in den Kreis der zu vergleichenden Spulen L_1 und L_2 eingeschaltet ist, liegt eine Induktionsspule L ohne Eisen und ein Widerstand R. Liegt die Wippe W nach oben, so ist die feste Spule f des Dynamometers mit in den Kreis der Spulen L_1 und L_2 eingeschaltet; wir können also

Fig. 11.



durch Verschieben des Kontaktes B auf dem Messdraht a den Strom i'' der beweglichen Spule b senkrecht zum Strom i einstellen. Dann legen wir die Wippe W nach unten. Jetzt fliesst der Strom i durch L_1, a, L_2, während die feste Spule mit einem grossen Vorschaltwiderstand R_2 zur Beseitigung des Einflusses ihrer Selbstinduktion und zur Verminderung des Stromes i' hintereinandergeschaltet, zwischen den

Punkten F und F' anliegt. Bezeichnet l den Induktionskoeffizienten des Aggregats aus Messdraht und parallelgeschaltetem L und R, so ist nach Abgleichung $\frac{L_1 + l}{L_2} = \frac{r_3}{r_4}$. l bleibt konstant für konstante Periodenzahl, ebenso die Einstellung des Kontaktes B, so dass es zum Vergleich von L_1 und L_2 nur der Einstellung von $\frac{r_3}{r_4}$ bedarf. Die Ausführung der Messung gestaltet sich so sehr einfach. Bei einem nach diesem Schema ausgeführten Versuch wurden Selbstinduktionskoeffizienten von der Grössenordnung 1 Millihenry mit einer Genauigkeit von weniger als 0,1 % verglichen. Die verwendete Generatorspannung betrug 20 Volt, ferner war $L \backsim 0,2$ Henry, $R = 200\ \Omega$, a ein Brückendraht von $\backsim 1\ \Omega$, $r_3 = r_4 = 200\ \Omega$, die auf Centimeter-Ausschlag und Ampère bezogene Stromkonstante des Dynamometers $C \backsim 1 . 10^{-3}$, $m = 314$.

Zu bemerken ist noch, dass bei diesen Versuchen sich die Anwendung einer höheren Wechselzahl empfiehlt; auch kann, ähnlich wie in Fig. 7, die Schaltung zur Erzeugung von i'' vom Messstromkreis unabhängig gemacht werden.

Zur Effektmessung ist bis vor kurzem das Dynamometer, besonders als Torsionsinstrument wegen seiner handlichen Form, fast ausschliesslich in Verwendung gewesen; erst in letzter Zeit haben verschiedene Forscher auf die Verwendung des statischen Wattmeters hingewiesen[1]). Ein wesentlicher Vorteil des Elektrometers ist die gute Dämpfung und die dadurch erzielte schnelle Einstellung, ferner die Konstanz der Ruhelage. Andererseits ist allerdings das Elektrometer als geeichtes Instrument nicht transportabel und verlangt bei seiner Verwendung als Wattmeter einen induktionsfreien Widerstand zur Abnahme der Spannung e'. Der Uebelstand bei der elektrometrischen Strommessung, von der Konstanz der Hilfsspannung e'' abhängig zu sein, kann durch entsprechendes Umschalten zur Kontrolle dieser Spannung behoben werden.

[1]) Addenbrooke, Ecl. El. 1901, Bd. 28, S. 283. — Drysdale, Electrician 1901, Bd. 47, S. 61. — Guye, Ecl. El. 1898, Bd. 15, S. 114. — Addenbrooke, Electrician 1901, Bd. 47, S. 100.

Ueber Kommutierungsvorgänge und zusätzliche Bürstenverluste.

Von

Dr.-Ing. **Adolf Railing,** München.

Mit 43 Abbildungen.

„The theory of commutation in dynamos and motors has been treated fairly full by various writers, but there seems to be room for further verification and help from experiment."

Die Lücke, die Everett und Peake mit diesem Satze konstatierten (Electrician 1898 S. 861) besteht in gleichem Masse heute noch wie zu jener Zeit. Der Kommutierungsvorgang ist theoretisch ausführlich behandelt worden; hier ist in erster Linie zu erwähnen die grundlegende Arbeit von Thorburn Reid (Paper read before the American Inst. of El. Eng.) dann unter anderen M. Girault, „Sur la commutation dans les dynamos à courant continu" (Bulletin de la Société Intern. des Electriciens 1898); Arnold, „Die Gleichstrommaschine" (1899 und 1902); Parshall und Hobart, „Electric Generators"; Fischer-Hinnen, „Elektrische Gleichstrommaschinen" 1899; C. C. Hawkins, „Theory of Commutation" [1]).

An Experimentaluntersuchungen über diesen Gegenstand hingegen sind in der Litteratur der Hauptsache nach nur zu finden die oben erwähnten Arbeiten von Everett und Peake, Hawkins und einige in neuester Zeit im elektrotechnischen Institut der technischen Hochschule Karlsruhe ausgeführte [2]).

---

[1]) Ausserdem Thomas, Electrician, London, Bd. 40. — Housmann, Sayers, Ebenda. — Allen, Journ. Inst. El. Eng. 1898. — Seidener, Zeitschrift für Elektrotechnik. Wien 1898. — Dick, E. T. Z. 1898. — Isler, E. T. Z. 1899. — Kapp, E. T. Z. 1899. — Pichelmayer, E. T. Z. 1901. — Pugna, E. T. Z. 1901 und in den letzten Heften der E. T. Z. (1902) eine Artikelserie von Pichelmayer, Rothert und Prenzlin.

[2]) Siehe weiter unten.



Wurde demnach dieses Gebiet, von dessen Bedeutung die Zahl und der Umfang der theoretischen Arbeiten Zeugnis ablegen, experimentell etwas vernachlässigt, so liegt im Gegensatz hierzu eine ganze Reihe von Experimentaluntersuchungen über einen verwandten Gegenstand vor, nämlich über Uebergangswiderstände von Bürsten und bei ihnen auftretende Effektverluste.

Neben einigen älteren Arbeiten — E. V. Cox und H. W. Buck, E. T. Z. 1896 und Pierron, „Bulletin de la Société industr. de Mulhouse“ 1899 — sind hier zu nennen die Arbeiten von Arnold, E. T. Z. 1899 und 1900, Parshall und Hobart, „Electr. Generators“ und Dettmar, E. T. Z. 1898 und 1900, ausserdem die bereits erwähnten Karlsruher Arbeiten von Dr. Kahn und von Czeija („Arnold“, S. 476 und 372), sowie Sengel, E. T. Z. 1899.

All diese letzteren Untersuchungen — mit Ausnahme der Kahnschen Arbeit — behandeln indes nur die Variation von Uebergangswiderstand und Uebergangsverlust mit Bürstendruck, Kollektorgeschwindigkeit und der der Bürste entnommenen Stromstärke, aus der dann ein nur annäherungsweise zulässiger Schluss auf die Stromdichte unter der Bürste gezogen werden kann.

Die vierte praktisch für diese Grössen in Betracht kommende Variable, die räumliche und zeitliche Stromverteilung unter der Bürste, ist bei all diesen Untersuchungen — die Umarbeitung des Arnoldschen Werkes und die Kahnsche Arbeit wieder ausgenommen — unberücksichtigt geblieben.

Es dürfte sonach die Bedürfnisfrage für Arbeiten in dieser Richtung wohl erwiesen sein, Bedürfnis sowohl in Hinsicht auf weitere experimentelle Bestätigung der Theorie, aber auch mit Rücksicht auf die Praxis [1]), für die alle experimentellen Untersuchungen über den Kommutierungsvorgang deshalb von Wichtigkeit sind, weil das Funken — wenn es auch bei ganz modernen Maschinen nicht mehr die Aus-

---

[1]) Da praktische Bedürfnisfragen dieser Art oft verneint werden, soll als Gegenzeuge folgender Auszug aus einer technischen Zeitschrift gebracht werden (es handelt sich dabei um Kollektorvorgänge): . . . in determining the lines towards which new constructions should tend, there would be an undeniable commercial value in a few sets of tests on commutating machines . . . It is very difficult to carry out such tests in central stations for . . . the difficulties are also great in the manufacturing establishment, since . . . Tests carried out by institutions for technical instruction have often proved most helpful in supplying such informations required in the interest of dynamo construction (Electr. Review 1902, S. 329, Hobart).

nützungsfähigkeit begrenzt — doch für die Lebensdauer eines der wichtigsten Dynamoteile ausschlaggebend ist.

Die vorliegende Arbeit soll einen Beitrag in dieser Richtung liefern, indem sie an einer Maschine folgende Untersuchungen ausführt:

I. Experimenteller Teil: Es sind Methoden anzugeben, um den Spannungsabfall in seiner Verteilung unter den Bürsten einer Gleichstrommaschine festzustellen, und zwar soll versucht werden:

a) die räumliche Verteilung des Spannungsabfalls längs der Bürste aufzunehmen, d. h. den Spannungsabfall zu bestimmen, der sich im Mittel (Integralwert) unter jedem Punkt der Bürste einstellt.

b) die zeitliche Verteilung des Spannungsabfalls zu ermitteln, d. h. festzustellen, wie sich an jedem Punkt unter der Bürste der Spannungsabfall zeitlich ändert bei verschiedenen Lagen des Kollektorsegments gegenüber der Bürste.

Diese Kurven bilden dann gewissermassen Differentialkurven für jeden Punkt der erstgenannten Integralkurven.

c) Es soll verfolgt werden, wie sich diese Verhältnisse ändern bei verschiedenen Bürstenstellungen und verschiedenen Belastungen der Dynamo — in einem Anhang hierzu auch noch bei verschiedenen Erregungen i. e. Klemmspannungen.

II. Theoretischer Teil: Es soll eine Erklärung des so experimentell erkundeten Thatsachenmaterials auf Grund der Kommutierungsvorgänge gebracht, bezw. gezeigt werden, inwiefern dasselbe mit den aufgestellten Theorien übereinstimmt.

III. Es soll versucht werden, aus den so erhaltenen Resultaten Schlüsse auf die Aenderung des Gesamtspannungsabfalls und der Uebergangsverluste bei verschiedenen Bürstenstellungen und Belastungen — wenigstens für die vorliegende Maschine — zu ziehen. Hieran schliesst sich eine Bemerkung über die zusätzlichen Verluste in ihrer Gesamtheit.

I. Kapitel.

Es wurde zunächst die räumliche Verteilung der arithmetischen Mittelwerte des Spannungsabfalls unter der Bürste aufgenommen[1]).

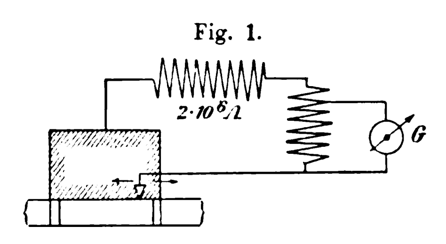
---

[1]) Aus dem nach Beendigung dieser Versuche erschienenen neuen Werk von Arnold erhellt, dass in einer der Allgemeinheit anscheinend nicht zugänglichen Schrift der Maschinenfabrik Oerlikon (Sur le calcul de machines électriques) eine ganz ähnliche Methode benützt wird; es werden dabei zwei Spitzen an-

Zu diesem Zweck wurde eine schneidenförmige Hilfsbürste [1]) konstruiert, die auf dem Kollektor neben der Hauptbürste lag, und deren Führung derart angeordnet war, dass die Hilfsbürste bei konstantem Auflagerdruck peripherisch längs der ganzen Hauptbürstenbreite verschiebbar war. Zwischen diese Hilfsbürste und die Hauptbürste wurde nach untenstehendem Schaltungsschema (Fig. 1) ein Galvanometer [2]) von Edelmann System Deprez d'Arsonval eingeschaltet und damit der Spannungsabfall zwischen den verschiedenen Punkten des Kollektors und der Bürste gemessen.

Es gelangten bei jeder Aufnahme die Spannungen an zehn verschiedenen Bürstenpunkten zur Aufzeichnung bei einer Bürstenbreite von 10 mm, so dass jedes Spannungsdiagramm aus zehn Beobachtungswerten resultiert. Diese Kurven wurden nun für konstante Hauptbürstenstellung bei verschiedenen Belastungen von Leerlauf bis etwa doppelte Ueberlastung (15 Amp.) aufgenommen und jede dieser Versuchsgruppen wiederholt für fünf verschiedene Stellungen der Hauptbürste im Feld. Die Anordnung wurde später mit Präcisionsvoltmeter geeicht; die Galvanometerausschläge sind in den Kurven bereits in Volt übertragen, das Versuchsmaterial liegt gesichtet in den beiliegenden fünf Kurvensätzen vor (Fig. 2—6).

Fig. 1.



Die Versuche wurden angestellt an einer Maschine von Siemens & Halske, die normal bei einer Spannung von 200 Volt und 1400 Touren pro Minute 7,5 Amp. leistet. Der Kollektordurchmesser beträgt 9,75 cm, die Anzahl der Kollektorsegmente ist 34, die Isolationsdicke $\delta = 1{,}0$ mm, die Segmentbreite 8 mm. Die Dimensionen der Kohlenbürsten an der Lauffläche sind $4{,}2 \times 1{,}0$ cm.

---

gewandt, deren eine längs der Bürste läuft, die andere auf dem Kollektor verschoben wird. Hiernach wurden einige Kurven unter Arnold aufgenommen. Eine systematisch erschöpfende Untersuchung über die Kurvenänderungen bei Verschiebung der Bürste im Feld liegt indes auch hier noch nicht vor.

[1]) Hilfsbürste aus Graphit, galvanisch verkupfert, so dass der Galvanometerdraht angelötet werden konnte.

[2]) Statt ein Galvanometer oder — wie Arnold — Millivoltmeter zu nehmen, wäre es viel besser, ein Instrument anzuwenden, das uns Effektivwerte liefert. Da jedoch kein Instrument, das speziell Wechselstromwerte auch unterhalb 1 Volt noch genügend genau zeigt, zur Verfügung stand, so musste auf die Aufnahme von Effektivwerten verzichtet werden.

In Fig. 7 ist eine Polteilung der Maschine dargestellt, sowie ein Teil des Kollektors und seine Rotationsrichtung angegeben; es bedeuten ferner die Geraden I—V die Mittellinien der jeweiligen Bürstenstellungen. Die Figur ist massstäblich.

Zu den ermittelten Kurven ist zunächst zu bemerken, dass die richtige Bürstenstellung bei normaler Last rein dem Augenschein nach zwischen III und IV lag; ferner, dass starkes Funken bemerkbar war

Fig. 2.

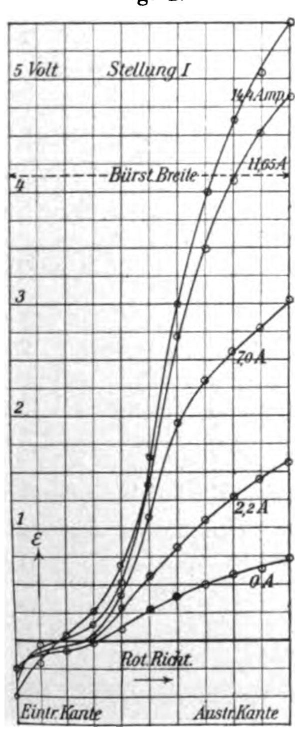
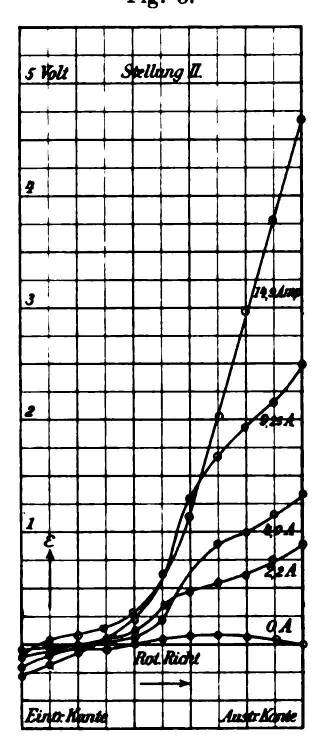


Fig. 3.



für stärkere Belastungen bei Stellung I und II, schwächeres bei III (nur bei den höchsten Belastungen) — in diesen Fällen das Funken stets an der Austrittskante; Funken an der Eintrittskante sichtbar bei Stellung V.

Es ist zunächst einigermassen schwierig dies Material nach leitenden Gesichtspunkten zu sichten und zu erklären, da die Form und der Verlauf der Kurven sehr mannigfaltig sind, und da jeder ihrer einzelnen Punkte nicht durch einen Wert eindeutig definiert ist, vielmehr einen Mittelwert repräsentiert aus einer ganzen Reihe zeitlich

aufeinander folgender Spannungsabfallswerte; denn es wird ja an ein und derselben Stelle unter der Bürste eine ganz verschiedene Stromdichte, damit ganz verschiedener Spannungsabfall herrschen, je nach-

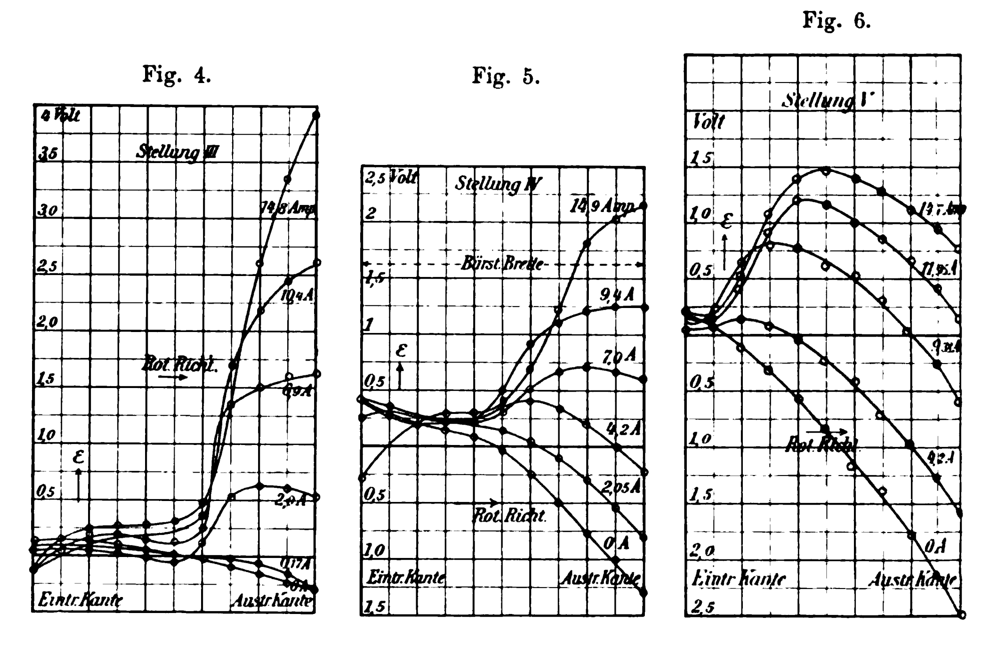
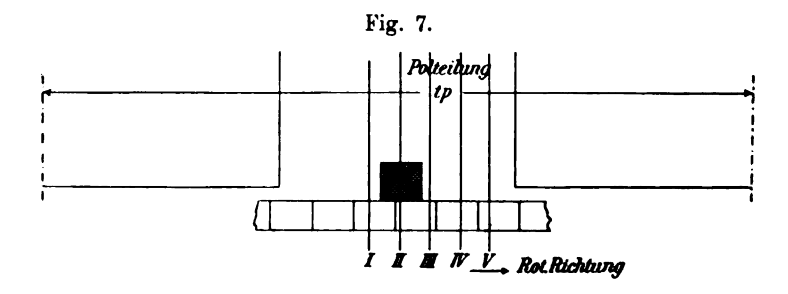


Fig. 4. Fig. 5. Fig. 6.

dem z. B. das auflaufende Kollektorsegment unter der betreffenden Stelle eben erst anlangt — also geringer Querschnitt und dadurch möglicherweise grosse Stromdichte vorhanden ist —, oder ob es bereits in

Fig. 7.



ganzer Breite unter der Bürste liegt — also eventuell normale Stromdichte besitzt. — Diesen zeitlichen Verlauf zu eruieren ist bisher noch nicht versucht worden, und es erwächst daher die Aufgabe, eine Methode zu finden, die gestattet, jeden der oben aufgenommenen Punkte in seiner Entstehung als Mittelwert einer zeitlichen Differentialkurve

zu definieren und experimentell zu ermitteln. — Diese Kurven müssen uns den Kommutierungsvorgang in jedem Detail wiederspiegeln, während die früheren ja in jedem ihrer Punkte — zu verschiedenen Zeiten an derselben Stelle der Bürste nach beiden Seiten des Mittelwerts hin auftretende — Schwankungen enthalten konnten, ohne dass dieser Punkt selbst oder der Kurvenverlauf davon Rechenschaft gaben. — Sind die Punkte der Bürste in ihrer örtlichen Aufeinanderfolge mit a, b, c ... bezeichnet (s. Fig. 9) und ist ε_{a_1} der Spannungsabfall der unter Bürstenpunkt a bei einer bestimmten Segmentstellung zur Zeit 1 vorhanden ist, ε_{a_2} zur Zeit 2 bis $\varepsilon_{a\,T'}$ zur[1]) Zeit T′, so gab uns die alte Methode in $\varepsilon_{a\,m}$ den Mittelwert des Spannungsabfalls an Punkt a

$$\varepsilon_{a\,m} = \frac{1}{T'}\left(\varepsilon_{a_1} + \varepsilon_{a_2} + \ldots + \varepsilon_{a\,T'}\right) = \frac{1}{T'}\int_0^{T'} \varepsilon_{a\,t}\, d\,t,$$

wobei $\varepsilon_{a\,m}$ sich sowohl aus positiven wie auch negativen Summanden (Momentanwerten) zusammensetzen konnte, ohne dass dieser Mittelwert hierüber selbstredend irgend welchen Aufschluss gab, während die neue Methode eben diese einzelnen Summanden ε_{a_1}, ε_{a_2} etc. selbst — für jeden Punkt a, b, c ... — aufnehmen soll. Die Integralkurven geben uns in dem Mittelwert des Spannungsabfalls unter jedem Bürstenpunkt ein Bild von dem Strom, der im Mittel an dieser Stelle der Bürste dem Segment entnommen wird, hiermit ein mittleres Bild von dem Teil des Kommutierungsvorgangs, der unter diesem Bürstenpunkt sich abspielt.

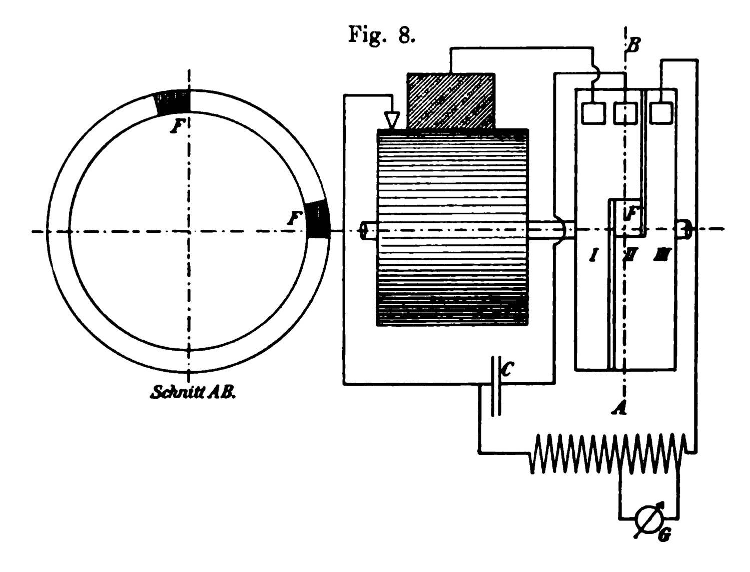
Die Differentialkurven hingegen geben uns den Momentanwert des Spannungsabfalls unter dem betreffenden Bürstenpunkt bei jeder einzelnen Lage des Segmentes gegen die Bürste und damit die Grösse des Kurzschlussstromes in diesem bestimmten Augenblick. — Wir sehen, ein einigermassen klares Bild kann Methode 1 nur dann liefern, wenn der mittlere Spannungsabfall sich aus nicht stark variierenden Momentanwerten zusammensetzt, wenn also nur ein verhältnismässig kleiner Teil des Kommutierungsvorgangs sich unter dem betreffenden Bürstenpunkt abspielt. Dies tritt ein, wenn eine grosse Anzahl von Segmenten unter der Bürste liegt, wobei z. B. unter der Eintrittskante immer nur der Anfang der Kommutierung sich abspielt, nicht aber — wie dies bei Ueberdeckung von einem oder zwei Segmenten

[1]) $T' = T + \frac{\delta}{v}$, T′ Kurzschlussdauer, δ Isolationsdicke, v Kollektorgeschwindigkeit.

der Fall ist — wenn unter demselben Bürstenpunkt nacheinander alle Phasen des Kommutierungsvorgangs sich vollziehen.

Die Aufnahme der Differentialkurven geschah auf folgende Weise: Am elektrotechnischen Institut der Münchener technischen Hochschule ist eine Kontaktmacherkonstruktion zur Aufnahme von Feldkurven in Gebrauch, die — nebst dem angewandten Messprinzip von Blondel ursprünglich zur Aufnahme von Feldkurven angegeben, für alle Messungen von Momentanwerten geeignet[1]) — hier zur Aufnahme der erwähnten Momentanwerte des Spannungsabfalls vom Verfasser benutzt

Fig. 8.



wurde. — Der Apparat soll gleich in der Schaltung erklärt werden, die zur Anwendung kam (Fig. 8).

Der Kontaktmacher selbst besteht aus zwei Schleifringen I und III, von denen I auf 1/4 des Umfangs, III auf 3/4 desselben in die Mitte II übergreift. I und III sind vollkommen voneinander isoliert; an den Stellen, wo sie in die Mitte übergreifen, sind isolierende Vulkanfiberblöcke eingelegt (F). Auf I und III schleift je eine Bürste; die auf II schleifende dritte Bürste ist demnach, wenn der Apparat auf eine Achse gesetzt rotiert, während jeder Umdrehung einmal mit I — auf ungefähr 1/4 des Weges — einmal mit III — auf 3/4 desselben in Verbindung. Aus vorstehender Schaltung ist nun ersichtlich, dass so-

[1]) Ein ähnlicher, indes etwas mehr komplizierter Apparat — ebenfalls zur Aufnahme von Feldkurven angegeben — findet sich in den Berichten der amerikanischen Akademie der Wissenschaften (angegeben von Laws).

lange II mit I in Verbindung ist, der Kondensator C geladen wird, und zwar mit der Spannung, die zwischen Hauptbürste und Kollektor an dem betreffenden Punkt zur betreffenden Zeit herrscht; kommt

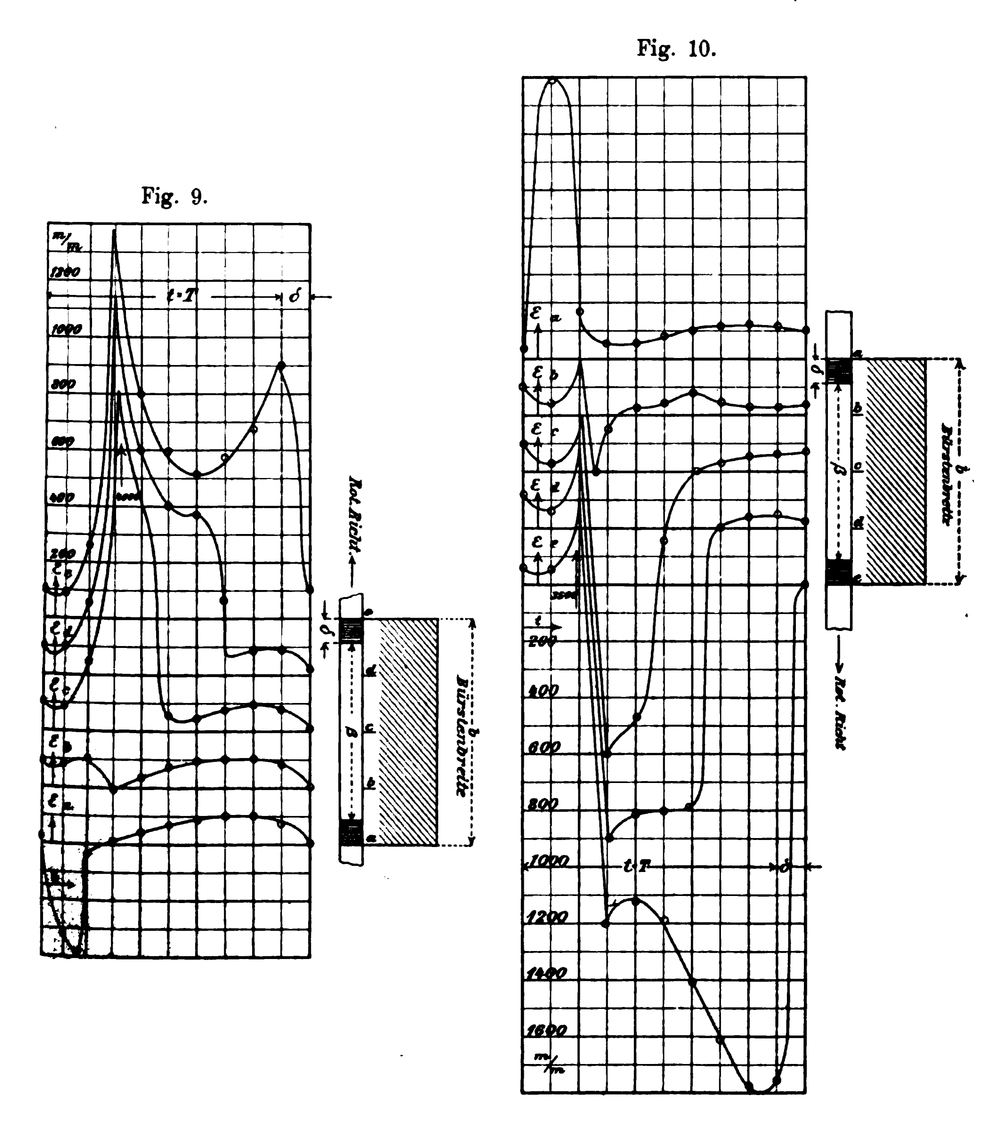


Fig. 9.

Fig. 10.

Bürste II auf das Isolationsstück F, so wird die Ladung unterbrochen, und tritt Bürste II nun auf den Teil des Schleifringes II, der mit III in Verbindung ist, so wird sich der Kondensator durch das Galvanometer entladen, und zwar mit der Spannung, die im Moment der

Unterbrechung zur Ladung verwendet wurde. Der Apparat wurde, durch Lederkupplung mit der Versuchsmaschine gekuppelt, in Betrieb gesetzt. Ladung und Entladung erfolgen nunmehr automatisch kontinuierlich: der Galvanometerausschlag bleibt konstant, was einer der vielen Vorteile dieser Methode ist — auf die anderen hier einzugehen muss ich mir versagen — und er gibt ein Mass für die Endspannung,

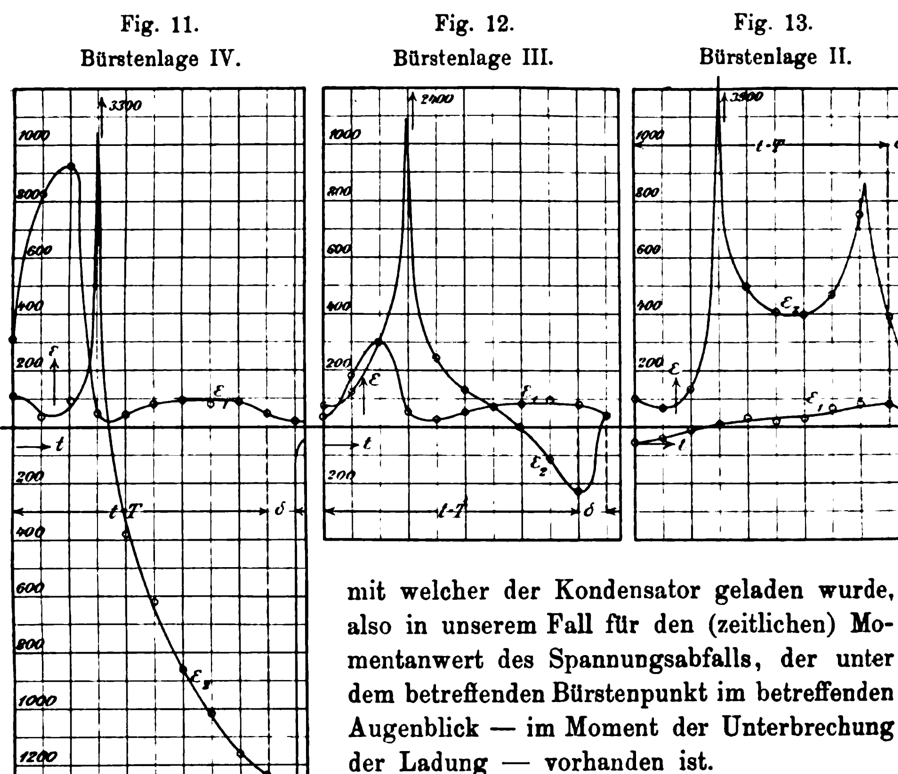


Fig. 11. Bürstenlage IV. Fig. 12. Bürstenlage III. Fig. 13. Bürstenlage II.

mit welcher der Kondensator geladen wurde, also in unserem Fall für den (zeitlichen) Momentanwert des Spannungsabfalls, der unter dem betreffenden Bürstenpunkt im betreffenden Augenblick — im Moment der Unterbrechung der Ladung — vorhanden ist.

Voraussetzung ist hierbei, dass die Tourenzahl genau konstant gehalten wird, und dass Lade- und Entladezeit des Kondensators genügend gross sind, um jedesmalige Vollendung des Vorgangs zu ermöglichen. Beide Bedingungen waren bei den Versuchen vollkommen erfüllt; die Entladezeit betrug 0,03 Sekunden (dass diese ebenso wie die Ladezeit von Einfluss sein kann s. Heinke, Wiedemanns Annalen 1895 und Hoor, E. T. Z. 1901). Die Rückstandserscheinung würde hierbei nur von quantitativem Einfluss sein, nicht von qualitativem, da sie proportional der Ladespannung zunimmt (s. Handbuch von Heinke Bd. 1 S. 344). Um dieselbe indes nach Möglichkeit auszuschalten, wurde ein Glimmer-

kondensator gewählt, für den sie hier wenigstens praktisch nicht in Frage kommt (s. ebenda S. 343 bezw. Wiedemann, „Elektrizität" Bd. 2 S. 124, Untersuchungen von Bouty).

Fig. 14.
J = 0 Amp.

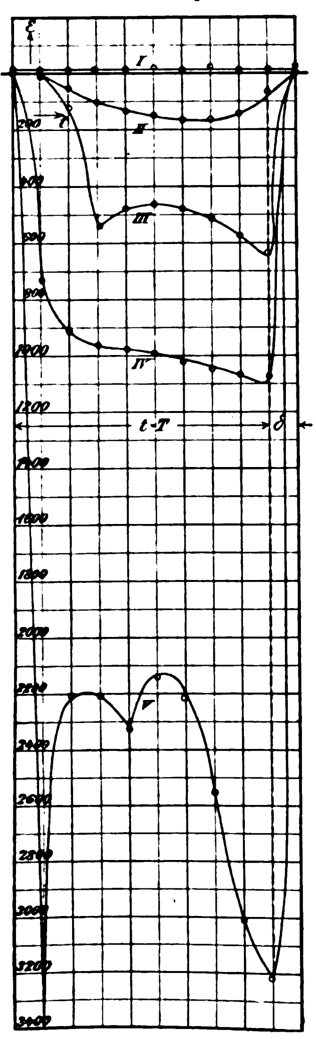
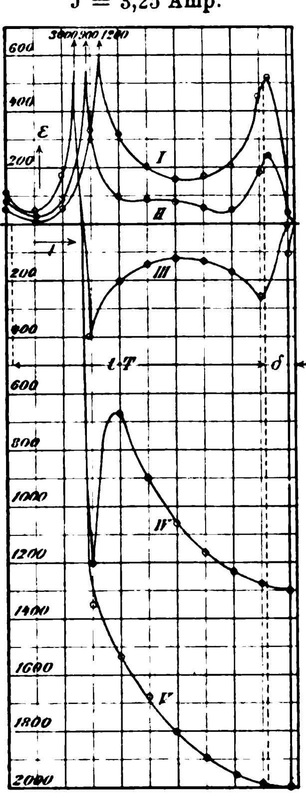


Fig. 15.
J = 3,25 Amp.



Wenn wir nun auf dem Kontaktmacher Bürste II peripherisch verschieben können, so haben wir die Möglichkeit, den Schluss der Ladung früher oder später herbeizuführen und damit an demselben Punkt unter der Hauptbürste der Maschine einen zweiten zeitlich von

dem vorigen verschiedenen Wert des Spannungsabfalls — und damit beliebig viele Werte — aufzunehmen. Wir haben nunmehr ein Mittel, wenn wir Haupt- und Hilfsbürste an der Maschine in konstanter Stellung lassen, also uns nur mit dem Spannungsabfall unter einem bestimmtem Punkt der Hauptbürste befassen, den zeitlich mit den verschiedenen Segmentstellungen variierenden Verlauf des Spannungsabfalls für diesen Punkt, damit natürlich für jeden unter der Hauptbürste zu ermitteln.

Es wurden unter der Hauptbürste stets fünf Punkte herausgegriffen und für jeden derselben die Differentialkurve aufgenommen, welche uns anzeigt, wie unter diesem Punkt der Spannungsabfall sich ändert bei verschiedener Lage des Kollektorsegments gegenüber der Bürste. Für die Stromstärke von 7,5 Amp. wurden diese fünf Kurven jedesmal aufgenommen bei fünf verschiedenen Lagen der Hauptbürste im Feld. Für die beiden extremsten Bürstenstellungen liegen die Differentialkurven der fünf Bürstenpunkte in Fig. 9 und 10 vor. Die Abscissenachse jeder Kurve ist neben den Bürstenpunkt gezeichnet, unter dem die Aufnahme erfolgte. — Die Kurven beginnen mit dem Moment des Auflaufens eines neuen Kollektorsegments auf die Bürste. Für die drei Zwischenstellungen der Hauptbürste II, III und IV ferner ist die Differentialkurve der Eintritts- und der Austrittskante angegeben (erstere mit ε_1, letztere mit ε_2 bezeichnet) in den Fig. 11, 12 und 13.

Die wichtigste Differentialkurve, die an der Bürstenaustrittskante, liegt ausserdem noch vor für Leerlauf und 3,2 Amp. Belastung, und zwar jedesmal bei fünf verschiedenen Bürstenstellungen[1]) (mit I bis V bezeichnet in Fig. 14 u. 15).

Es würde sich hier organisch anschliessen die Konstruktion der erst aufgenommenen Kurven, die gewissermassen Integralkurven darstellen, aus den zuletzt besprochenen Differentialkurven, da ja jeder einzelne Punkt der ersten Kurven ein Mittelwert aus einer Kurve der letzten Gruppe ist. Um indes Wiederholungen zu vermeiden, möge dies erst nach der Erklärung der Kurven beschrieben werden. (S. hierüber S. 299.)

---

[1]) Die Galvanometerskala reicht bis 400 mm. Grössere verzeichnete Ausschläge bedeuten einfach, dass, um einen Ausschlag innerhalb der Skala zu erhalten, ein kleinerer Nebenschlusswiderstand gewählt und der dabei erhaltene Ausschlag auf die dem früheren normalen Nebenschlusswiderstand entsprechende Grösse in der Weise reduziert wurde, dass der Reduktionsfaktor empirisch durch jedesmalige Eichung der ganzen Anordnung bestimmt wurde. Letzteres geschah, um etwa mögliche — wenn auch nicht wahrscheinliche — Einflüsse der Galvanometerselbstinduktion bei Aenderung des Nebenschlusswiderstands zu eliminieren. — In den Kurven bedeuten laut Eichung 100 mm = 0,215 Volt.

II. Kapitel.

Nachdem nunmehr der experimentelle Teil der Arbeit als gelöst betrachtet werden kann[1]), das experimentelle Material geordnet vorliegt, das uns von dem zeitlichen Verlauf — den Momentanwerten — und von dem räumlichen Verlauf — den Mittelwerten — des Spannungsabfalls unter den Bürsten einer Dynamo ein Bild gibt bei verschiedenen Belastungen sowohl, wie auch bei verschiedenen Stellungen der Bürste im Feld, soll weiterhin der verschiedenartige Verlauf dieser Kurven aus dem Kommutierungsfeld und den anderen die Kommutierung beeinflussenden Faktoren erklärt werden; und wenn die Theorie sagt, die Vorgänge müssen nach mathematischen Erwägungen derart verlaufen, so schliessen wir den Beweisring, indem wir erklären, die Vorgänge verlaufen, wie sie das Experiment ergab; stimmen die erforschten Thatsachen mit der Theorie überein?

Es sollen im folgenden zunächst die theoretischen Grundlagen der Kommutierung, soweit sie für unsere Zwecke unbedingt nötig, in thunlichster Kürze vorausgeschickt werden.

Reid war der Erste, der nachwies, dass nicht Stromunterbrechung, sondern zu grosse Stromdichte das Funken hervorruft; es erhellt dies ja schon implicite daraus, dass der Schluss der Kommutation, wenn also eventuell ein vorhandener Strom unterbrochen, d. h. auf Null herabgemindert wird, qualitativ sich zunächst nie unterscheidet von dem Vorgang während der Kommutation, wo ein vorhandener Strom ebenfalls seiner Grösse nach geändert wird; ob quantitativ, das hängt davon ab, ob die Stromdichte an der Unterbrechungsstelle die zulässige Grenze überschreitet; es ist augenfällig, dass dies aber ebensogut auch schon früher eintreten kann; die Momentankurven geben Beispiele davon.

Der Kommutierungsvorgang besteht zunächst darin, dass eine vom normalen Ankerstrom (+J) in der einen etwa positiven Richtung durchflossene Ankerspule — oder mehrere — während ihres Durchgangs unter der Bürste von dieser in sich kurzgeschlossen werden, wobei eine kontinuierliche Aenderung des Stroms nach irgend einem Gesetz so vor sich gehen muss, dass die Spule nach Beendigung des Kurzschlusses wieder von dem Gesamtankerstrom aber in entgegengesetzter Richtung (—J) durchflossen wird.

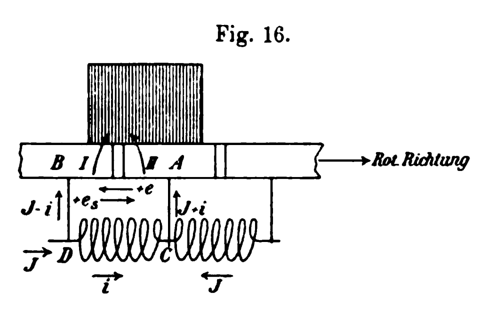
---

[1]) Siehe Weiteres noch im Anhang.

Wenn z. B. in Fig. 16 ein neues Kollektorsegment B unter die Bürste tritt, so wird dem bisher die Spule D C durchfliessenden Strom $+J$ zu dem alten Weg II ein neuer Parallelweg I geöffnet. Nehmen wir nun zunächst an, dass in der Spule weiter keine elektromotorischen Kräfte wirksam sind, und dass der Spulenwiderstand eine im Vergleich zu den Uebergangswiderständen vernachlässigbare Grösse hat, so wird sich der Strom auf beide Parallelwege so verteilen, dass konstante Stromdichte herrscht.

Der Spulenwiderstand und die elektromotorischen Kräfte komplizieren diesen Vorgang. Ersterer vergrössert bei Beginn des Kurzschlusses den Widerstand auf Weg II, solange von D nach C Strom fliesst; er beschleunigt hier also den Kommutierungsvorgang. Gegen Ende des Kurzschlusses hingegen, wenn der Strom entgegengesetzt verläuft, vergrössert der Spulenwiderstand den Widerstand auf Weg I, verzögert also die Kommutation.

Fig. 16.



Von den elektromotorischen Kräften sucht die E.M.K. der Selbstinduktion — im folgenden als Momentanwert mit e_s bezeichnet — im allgemeinen die Kommutierung zu verzögern. Sie sucht bekanntlich stets den vorhandenen Zustand aufrecht zu erhalten, wirkt also stets jeder Veränderung des in der Spule fliessenden Stromes entgegen. In speziellen Fällen kann sie ausnahmsweise günstig wirken; dann nämlich, wenn der Strom auf Weg II zu- statt abzunehmen sucht, oder aber, wenn er bereits vor Ende des Kurzschlusses auf Weg II Null geworden ist bezw. überhaupt, wenn die Kommutation zu rasch vor sich geht. In beiden Fällen wirkt e_s den Störungen entgegen.

Die dritte der in Betracht kommenden Grössen ist die während des Kommutierungsvorgangs in der kurzgeschlossenen Spule vom Magnetfeld induzierte E.M.K. — in ihren Momentanwerten mit e bezeichnet. — Dieselbe kann natürlich negativ oder positiv gerichtet sein, die Kommutation hemmend oder beschleunigend, je nachdem das Magnetfeld positiv oder negativ ist. — Bei richtiger Bürstenstellung dürfte in den meisten Fällen e entgegen e_s gerichtet sein, um dessen Wirkung aufzuheben, d. h. die Bürste befindet sich in einem schwach negativen Felde.

Fassen wir den durch all diese Grössen komplizierten Vorgang mathematisch, so ergibt sich, da die Summe der Spannungen in jedem Momente Null sein muss:

$$e_s - e - i R_s - (J + i) R_v - \varepsilon_2 + (J - i) R_v + \varepsilon_1 = 0$$

oder

$$e_s - e - i (R_s + 2 R_v) - \varepsilon_2 + \varepsilon_1 = 0,$$

hierin bedeutet ε_1 bezw. ε_2 Spannungsabfall im Uebergangswiderstand auf Weg I bezw. II in jedem Moment, R_s Spulenwiderstand, R_v Widerstand des Kollektorzuleitungsdrahtes. J bezeichnet den Ankerstrom, während i den in der Kurzschlussspule kursierenden Strom darstellt [1]).

Ehe wir diese Gleichung weiter diskutieren, muss der Spannungsabfall unter der Bürste genauer formuliert werden, und wir müssen uns daher zunächst noch allgemein mit den Uebergangswiderständen der Kohle befassen.

Es sind hierbei vorerst zwei Fassungen zu erwähnen. Arnold fasst seine Versuche für konstant fliessenden Gleichstrom in die Formel:

$$\sigma = \frac{\alpha}{s_u} + \beta,$$

wobei σ der specifische Uebergangswiderstand (Widerstand pro 1 qcm)

$$s_u = \frac{J}{q} = \frac{\text{Strombelastung}}{\text{Uebergangsquerschnitt}} = \text{Stromdichte},$$

und α und β Materialkonstante sind.

Voraussetzung ist hierbei, dass der Widerstand von einem zeitlich der Intensität nach konstanten Gleichstrom durchflossen wird.

Für einen periodisch variierenden Wechselstrom ist in der bereits citierten Promotionsarbeit von Dr. Kahn-Karlsruhe 1902 die Formel [2]) angeführt:

$$\sigma = \frac{e_u}{s_{ux}} + R_w,$$

---

[1]) Dabei ist e_s als positiv angenommen für den Normalfall, also wenn es im ersten Teil der Kommutierungsperiode, solange der Strom abnimmt, im Sinn des Kurzschlussstromes wirkt. — e ist dagegen positiv angenommen ebenfalls für den Normalfall, d. h. also, wenn es dem bei Beginn des Kommutierungsvorgangs in der kurzgeschlossenen Spule kursierenden Strom entgegenwirkt.

[2]) Entnommen Arnold, Gleichstrommaschine, S. 364.

wobei s_{ux} den Momentanwert der Stromdichte, e_u und R_w von der effektiven Stromdichte abhängige Konstante bedeuten[1]).

Unser Fall liegt eigentlich in der Mitte zwischen den beiden genannten, da ein und dieselbe Stelle der Bürste während der Kommutierungsperiode von einem zeitlich periodisch seiner Intensität, aber nicht notwendigerweise seiner Richtung nach wechselnden Strom durchflossen wird, von einer Art von Wellenstrom.

Da die Struktur der obigen beiden Formeln von derselben Art ist, können wir also die dem weiteren zu Grunde zu legende Abhängigkeit formulieren zu

$$\sigma = \frac{c_1}{\frac{J}{q}} + c_2,$$

wobei c_1 und c_2 Konstante bedeuten, über die wir vorläufig nichts Näheres wissen.

Der durch diesen Strom J unter einer Kohle vom Querschnitt q hervorgerufene Spannungsabfall beträgt nunmehr, wenn der Uebergangswiderstand mit R bezeichnet wird

---

[1]) Hierzu ist zu bemerken, dass in der Gleichung — was in der Formulierung nicht zum Ausdruck gelangt — e_u unbedingt stets das Vorzeichen von s_{ux} haben muss, da die Gleichung, ebenso wie die daraus entwickelte Gleichung des Spannungsabfalls

$$\varepsilon = \sigma \cdot \frac{J}{q} = \left(\frac{e_u}{\frac{J}{q}} + R_w\right) \cdot \frac{J}{q} = e_u + R_w \cdot \frac{J}{q},$$

als mittlere Darstellung sowohl des Stromübergangs von Kohle zu Kupfer wie desjenigen von Kupfer zu Kohle gelten soll. Wir würden sonst zu ganz falschen Resultaten gelangen, wenn e_u und $\frac{J}{q}$ entgegengesetzte Zeichen haben könnten. z. B. würde sich für sehr niedrige negative Stromdichten — Strom von Kohle zum Kollektor — positiver Spannungsabfall — also vom Kollektor zur Kohle — ergeben. Aber selbst bei dieser noch einzufügenden Voraussetzung ist die Formulierung keine ganz glückliche, denn für sehr niedrige Momentanwerte der Stromdichte muss offenbar auch e_u abnehmen, da sonst bei abnehmender Stromdichte, wenn $\frac{J}{q} = 0$ geworden ist, immer noch ein positiver Spannungsabfall $\varepsilon = e_u$ vorhanden wäre, der dann plötzlich unstetig auf $-e_u$ sinkt, um von dort aus weiter negativ zuzunehmen. In Wirklichkeit wird diese Unstetigkeit wohl kaum eintreten, sondern wahrscheinlich e_u abnehmen mit der momentanen Stromdichte, mit ihr Null werden und dann bei eintretender negativer Stromdichte ebenfalls negative Werte annehmen. Diese einschränkende Betrachtung darf im folgenden nicht vergessen werden. Vergl. Anmerkung 3, S. 283 und Anmerkung 1, S. 303.

$$\varepsilon = \sigma \cdot \frac{J}{q} = \left(\frac{c_1}{\frac{J}{q}} + c_2\right)\frac{J}{q} = c_1 + c_2 \frac{J}{q},$$

demnach[1])

$$\varepsilon_1 = c_1 + c_2 \cdot \frac{J - i}{x \cdot l},$$

$$\varepsilon_2 = c_1 + c_2 \cdot \frac{J + i}{(b - x) l},$$

da x . l bezw. (b — x) . l die Querschnitte sind, die sich den Stromstärken (J — i) bezw. (J + i) an Auflauf- und Ablaufsegment darbieten. Bezeichnen wir ferner mit L den Selbstinduktionskoeffizienten der kurzgeschlossenen Spule, so dass

$$e_s = -L \frac{di}{dt}$$

und setzen all diese Grössen in die aufgestellte Kommutierungsgleichung ein, dann ergibt sich:

$$-L \frac{di}{dt} - e - i (R_s + 2R_v) - c_1 - c_2 \frac{J+i}{(b-x)l} + c_1 + c_2 \frac{J-i}{xl} = 0,$$

$$e + L \frac{di}{dt} + i (R_s + 2R_v) + \frac{c_2}{l} \cdot \left[\frac{J+i}{b-x} - \frac{J-i}{x}\right] = 0.$$

Nun gilt $b = v T$ und $x = v \cdot t$, wenn[2]) v die Kollektorumfangsgeschwindigkeit, T die Kurzschlussdauer und t die Zeit bezeichnet, nach welcher die Stellung x erreicht wird. Hieraus folgt:

$$\mathbf{e + L \frac{di}{dt} + i (R_s + 2R_v) + \frac{c_2}{b \cdot l} T \left[\frac{J+i}{T-t} - \frac{J-i}{t}\right] = 0}\text{[3]).}$$

---

[1]) Ueber die Bedeutung von ε_1 und ε_2 s. S. 281.

[2]) Genau hier $b - \delta = v T$, doch soll der Einfachheit halber δ in der Rechnung nicht mitgeschleppt werden (bezüglich δ s. S. 273).

[3]) Es ist besonders zu bemerken, dass in der Gleichung nur mehr c_2, nicht mehr c_1 auftritt. Es ist aber weiter — vergl. Anmerkung 1, S. 282 — noch hinzuzufügen, dass c_1 nur dann aus der Gleichung verschwindet, wenn kein Strom in negativer Richtung (von Kohle zum Segment) fliesst. Denn sonst müsste ja c_1 sein Vorzeichen wechseln. Wir haben dann, je nachdem dies am Auf- oder Ablaufsegment der Fall ist (statt $c_1 - c_1 = 0$), $\pm 2 c_1$ der Gleichung hinzuzufügen, so dass dieselbe allgemein lautet:

$$e + L \frac{di}{dt} + i (R_s + 2R_v) + \frac{c_2 T}{b \cdot l}\left(\frac{J+i}{T-t} - \frac{J-i}{t}\right) \pm c_1 - (\pm c_1) = 0.$$

Dabei haben wir $+ c_1 - c_1 = 0$, wenn Auf- und Ablaufsegment positiven Strom (Segment — Kohle) führen; $- c_1 - c_1 = - 2 c_1$ für jeden Moment, in dem das

Diese Gleichung ist die Grundgleichung der Kommutierungstheorie; sie gibt uns auch den Schlüssel zu den Kurvenaufnahmen — wenigstens für den Fall, dass die Bürstenbreite nicht grösser als die Segmentbreite ist —, und zwar sowohl zu den Differential- wie den Integralkurven.

Wir haben die Gleichung zunächst zu diskutieren und dann die Uebereinstimmung der Aufnahmen mit den Ergebnissen der Diskussion zu zeigen.

Es wurde bereits früher (S. 280) erwähnt, dass — wenn Spulenwiderstand, e und e_s ausser acht gelassen werden — die Kommutation geradlinig vor sich geht, d. h. dass der Strom in der Kurzschlussspule geradlinig von $+J$ auf $-J$ abnimmt (vgl. Kurve III Fig. 18); es wurde weiter erwähnt, dass durch eben diese Grössen der Vorgang kompliziert wird. Wenn nun die Kommutierung trotzdem geradlinig vor sich gehen soll, so müssen diese drei Grössen, die eine Störung bedingen, in einer ganz bestimmten und zwar derartigen Beziehung stehen, dass sie in ihrer Wirkung sich gegenseitig aufheben.

Diese Beziehung für den Fall der[1]) Kommutation bei konstanter Stromdichte soll zunächst abgeleitet werden. Für diesen Fall gilt

$$\frac{J+i}{T-t} = \frac{J-i}{t}\text{ [1])}.$$

Es folgt hieraus

$$e = \frac{2JL}{T} - \frac{J}{T}(T-2t)(R_s+2R_v) = J\left[\frac{2L}{T} - \frac{T-2t}{T}(R_s+2R_v)\right].$$

Ablaufsegment, und $c_1 + c_1 = +2c_1$ für jeden, in dem das Auflaufsegment negativen Strom führt. Danach modifizieren sich auch die Betrachtungen von Arnold, sowie die von Kahn (S. 484). Da wir über diese — bei Wellenströmen vorhandene — Konstante c_1 noch nichts wissen, wurde sie im folgenden nicht weiter berücksichtigt. Es muss aber betont werden, dass man infolgedessen, sobald negative Stromdichten eintreten, etwas zu günstig rechnet (s. auch Gleichung S. 285).

[1]) Es wird in Zukunft dieser Fall als normal bezeichnet, die hierbei in der Kurzschlussspule induzierte E.M.K. als e_{norm}, der Spannungsabfall (alles Momentanwerte) am auflaufenden Segment mit $\varepsilon_{1\,norm}$, am ablaufenden mit $\varepsilon_{2\,norm} = \varepsilon_{norm}$, ohne dass damit ausgedrückt werden soll, dass dies stets der günstigste Vorgang sei.

[2]) Die Ableitung von e für diesen Fall ist den Vorlesungen von Herrn Prof. Ossanna entnommen. Man hat dabei stets im Auge zu behalten, dass die Festsetzung der Vorzeichen derart getroffen wurde, dass e dann positiv ist, wenn es — wie im normalen Fall —, von einem negativen Feld herrührend, dem normalen e_s entgegenwirkt.



Es ist charakteristisch für diese Beziehung, dass der Uebergangswiderstand aus ihr verschwunden ist, dass dieser also für den Fall der geradlinigen Kommutation keine Rolle spielt, sondern dann erst, wenn

$$\left(\frac{J+i}{T-t} - \frac{J-i}{t}\right) \gtrless 0,$$

also die Stromdichte nicht mehr konstant ist.

Der Spannungsabfall in irgend einem Moment ist für den normalen Fall am ablaufenden (ε_2) bezw. auflaufenden Segment (ε_1), da die Stromdichte konstant ist, gegeben durch:

$$\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = \varepsilon_{norm} = c_1 + c_2 \frac{2J}{b \cdot l}.$$

Der Spannungsabfall unter der Bürste ist also ebenfalls konstant, die Differentialkurve eine Parallele zur Abscissenachse.

Zum allgemeinen Fall der Kommutierung zurückkehrend setzen wir[1]) nunmehr $e = e_n + e_z$, wobei mit $e_{norm} = e_n$ bereits früher die in der Kurzschlussspule im Fall der normalen Kommutierung induzierte E.M.K. bezeichnet wurde, während e_z eine — positive oder negative — Zusatzspannung bedeutet; entsprechend $i = i_{norm}$ für den Normalfall, sonst $i = i_n + i_z$.

Unsere Hauptgleichung kann nunmehr in folgender Form gegeben werden:

$$e_n + e_z + L\frac{d\,i_n}{dt} + L\frac{d\,i_z}{dt} + (i_n + i_z)(R_s + 2R_v)$$
$$+ \frac{c_2}{b\,l} T \left[\frac{J + i_n + i_z}{T-t} - \frac{J - i_n - i_z}{t}\right] = 0.$$

Zufolge unserer Definition ist aber:

$$e_n = J \cdot \left[\frac{2L}{T} - \frac{T-2t}{T}(R_s + 2R_v)\right]$$

und

$$i_n = \frac{J}{T} \cdot (T - 2t).$$

Demnach lautet die Differentialgleichung des Zusatzstromes i_z, die seine Abhängigkeit von der ihn hervorrufenden Zusatz E.M.K. (e_z) darstellt:

$$\frac{d i_z}{dt} + \frac{i_z}{L}\left[R_s + 2R_v + \frac{c_2}{b \cdot l} T\left(\frac{1}{T-t} + \frac{1}{t}\right)\right] + \frac{e_z}{L} = 0.$$

[1]) Zum ersten Male eingeführt in Electrical Review 1900, S. 43.

Die Lösung dieser Gleichung ist [1]):

$$i_z = -e_B^{-A_1 t}\left(\frac{t}{T-t}\right)^{-A_2}\int \frac{e_z}{L} \cdot e_B^{A_1 t}\left(\frac{t}{T-t}\right)^{A_2} dt,$$

wobei

$$A_1 = \frac{R_s + 2R_v}{L},$$

$$A_2 = \frac{c_2}{b \cdot l} \cdot \frac{T}{L}.$$

Die Lösung ist identisch mit der von Arnold in seinem Buche S. 293 bezw. der noch früher Electrical Review 1900 S. 211 gegebenen. Die Formverschiedenheiten sind leicht aufzuklären; ausserdem tritt an Stelle des Gesamtübergangswiderstandes der Bürste [2]) hier $\frac{c_2}{b\,l}$.

Die Formel zeigt ohne weiteres, dass bei derselben Maschine — was ja auch begrifflich klar — der Zusatzstrom um so grösser ist, je grösser die Werte von e_z sind, d. h. je mehr e von dem oben angegebenen Normalwert abweicht. Nun ergab sich früher, dass der Spannungsabfall unter der Bürste an irgend einer Stelle der momentanen Stromdichte proportional ist, also am auflaufenden Segment proportional $\frac{(J - i_n) - i_z}{x}$, am ablaufenden $\frac{(J + i_n) + i_z}{b - x}$, abgesehen von c_1.

---

[1]) Die Basis der natürlichen Logarithmen ist hiebei aus Unterscheidungsgründen mit e_B bezeichnet.

[2]) Es sei hier darauf hingewiesen, dass auch die noch allgemein benützte Bedingung für Funkenlosigkeit $\frac{R\,T}{L} > 1$ unkorrekt ist. Die Folgerung, mittels derer sie abgeleitet wird, ist, dass für $t = 0$ nicht $\frac{d\,i}{d\,t} = \infty$ werden darf. Für $t = 0$ wird unsere Gleichung:

$$e - e_s + J(R_s + 2R_v) + \frac{c_2}{b \cdot l} \cdot T \cdot \left(\frac{2J}{T} - \frac{d\,i}{d\,t}\right) = 0,$$

$$\frac{d\,i}{d\,t} = \frac{e + J\left(R_s + 2R_v + 2\frac{c_2}{l \cdot b}\right)}{\frac{c_2}{l \cdot b} \cdot T - L};$$

daraus folgt:

$$\frac{c_2}{l \cdot b} \cdot \frac{T}{L} > 1 \quad \text{nicht} \quad \frac{R\,T}{L} > 1 \quad \text{(R Gesamtübergangswiderstand).}$$

Demnach ist die Zusatzspannung, von der der Zusatzstrom abhängig ist, massgebend für den zusätzlichen Spannungsabfall und damit für den Verlauf der Differential- und hierdurch auch der Integralkurven. — Es sollen nun im folgenden alle möglichen Fälle betrachtet werden, die in Hinsicht auf den Verlauf der vom Felde in der Kurzschlussspule induzierten E.M.K. eintreten können.

Für den Fall der Kommutierung bei konstanter Stromdichte sei der theoretisch und durch Gleichung S. 284

$$e = J\left[2\frac{L}{T} - \frac{T-2t}{T} \cdot (R_s + 2R_v)\right]$$

dargestellte Feldverlauf in Fig. 17 durch die Gerade AB gegeben, wobei MA den Anfangswert des nötigen Feldes und NB dessen Endwert darstellt. Der wirkliche Feldverlauf wird aber im allgemeinen mit diesem theoretisch richtigen nicht übereinstimmen, sondern nach einem der folgenden fünf Fälle sich gestalten, für die in Fig. 17 je ein Beispiel der Feldverteilung unter der Bürste bezw. für den Verlauf der in der Kurzschlussspule induzierten E.M.K. gegeben ist (e_I bis e_V).

1. Die Bürste befindet sich in einem zu schwach negativen Feld (oder in einem positiven), beim Generator entgegen der Rotationsrichtung verschoben (vergl. Fig. 17 e_I).

2. Die Bürste befindet sich in einem zu stark negativen Feld (beim Generator zu weit in Rotationsrichtung verschoben (vergl. Fig. 17 e_{II}).

3. Die Bürste befindet sich im richtigen Feld (vergl. Fig. 17 e_{III}). Neben diesen sind noch zwei Zwischenmöglichkeiten vorhanden.

4. Das Feld ist anfangs zu schwach negativ (eventuell sogar positiv), später zu stark (vergl. Fig. 17 e_{IV}).

5. Das Feld ist anfangs zu stark negativ, später zu schwach (eventuell positiv). Letzterer Fall kann nur bei unregelmässiger Feldbildung[1]) — Bürstenstellung nahe den Polschuhen — eintreten (vergl. Fig. 17 e_V).

Die Differenz aus der betreffenden Kurvenordinate (von e_I, e_{II} etc.) und der Ordinate von AB — das die E.M.K. bei normaler Kommutierung zeigt — für die gleiche Abscisse gibt uns dann den Wert der Zusatz-E.M.K. (e_z) an jeder Stelle. Hierbei wurde der Einfachheit

[1]) Vergl. Arnold, Gleichstrommaschine, Kurven S. 322 und R. Bauch, E. T. Z. 1902, S. 614.

halber der Feldverlauf geradlinig angenommen und als Beispiel eine Maschine zu Grunde gelegt, für die[1]) gilt:

$$R_s + 2 R_v = 0{,}001\ \Omega,\ \frac{c_2}{b\,.\,l} = 0{,}002\ \Omega,\ L = 10^{-6}\ \text{Henry},$$

$$T = 0{,}001\ \text{Sek.},\ J = 100\ \text{Amp.}$$

Fig. 17.

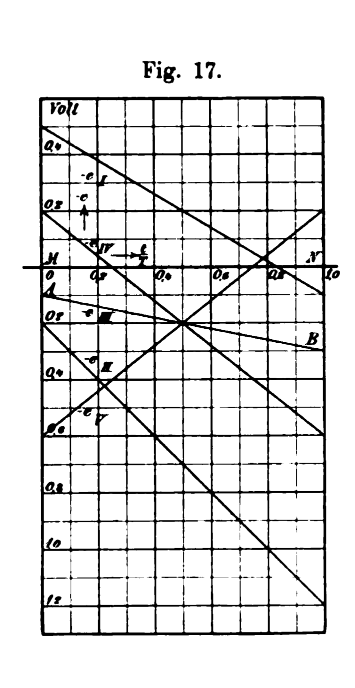
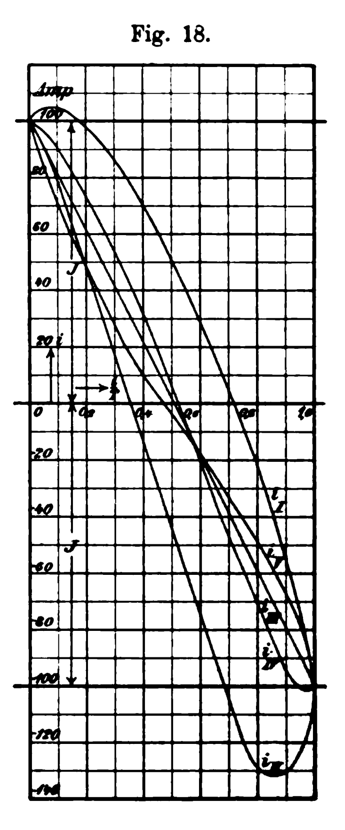


Fig. 18.



Für normalen Feldverlauf ergibt sich hierbei aus unserer Gleichung (S. 284)

$$e = 0{,}1 + 200\,t.$$

Man kann nun leicht für die fünf angenommenen Fälle, da die Zusatzspannungen und alle übrigen Grössen bekannt sind, mit Hilfe der Gleichung für i_z (S. 286), auch die Zusatzströme und damit die Kurzschlussstromkurven während der Kommutierung überhaupt konstruieren, wenn man die Kurzschlussperiode in eine Anzahl gleicher

[1]) Das Beispiel ist das gleiche wie in Arnold, Ankerwickelungen, S. 180.

Teile teilt: $t = \frac{T}{10}$, $t = \frac{2}{10}$ T bis t = T, für jeden Punkt sich den Wert unter dem Integral ausrechnet — was weiter keine Schwierigkeit bietet —, diese Werte als Ordinaten zu den zugehörigen Werten von t (als Abscissen) aufträgt, und das Integral der Gleichung (S. 286) bis zu jedem Punkt t sich durch Planimetrieren ermittelt. Multipliziert man diese einzelnen Integralwerte mit den zugehörigen ebenfalls mühelos zu ermittelnden Faktoren vor dem Integral (s. Gleichung S. 286), so erhält man zu jedem Punkt t den zugehörigen Zusatzstrom i_z und kann damit die Kurve des Kurzschlussstromes aufstellen. Die auf diese Weise erhaltenen Kurven sind (wieder I bis V bezeichnet) in Fig. 18 zusammengestellt. Ermitteln wir nun weiter aus diesen Kurven noch die Stromdichten des auflaufenden $\left(\frac{J-i}{x}\right)$ und des ablaufenden Segments [1] $\left(\frac{J+i}{b-x}\right)$, denen die betreffenden Momentanwerte des Spannungsabfalls unter der Bürste — wenn wir von c_1 zunächst absehen — proportional sind, so haben wir in dem Verlauf dieser Stromdichtekurven ein angenähertes Bild für die Differentialkurven, die sich an beiden Segmenten in den fünf angeführten möglichen Fällen einstellen werden [2] (Fig. 19 und 20).

Es sollen zunächst die auf diese Weise rein deduktiv erhaltenen Kurven besprochen werden und dann die experimentell vorliegenden auf ihre Uebereinstimmung mit ersteren geprüft werden.

Fall I. $e = -0{,}5 + 600\,t$ (vergl. Kurve I, Fig. 17 bis 20).

Die Bürste ist hier entgegen der Rotationsrichtung verschoben, also in einem zu schwach negativen, eventuell sogar teilweise positiven Felde befindlich, $e < e_{norm}$, d. h. die in der Kurzschlussspule induzierte E.M.K. ist zu schwach positiv [3]) oder sogar negativ. Wirkung: Es ist eine negative Zusatz-E.M.K. vorhanden, die einen Zusatzstrom im Gegenuhrzeigersinn [4]) hervorruft, so dass die Kommutation zu langsam vor sich geht. Die Stromkurve zeigt uns dies; sie besagt, dass der Strom am ablaufenden Segment bei Beginn der Kommutierung sogar noch zunimmt, so dass am auflaufenden zunächst ein

---

¹) Wieder unter Vernachlässigung von δ (vergl. Anmerkung S. 283).

²) Dabei wurden vom negativen Strom herrührende Stromdichten ebenfalls als negativ eingezeichnet, da sie ja einen negativen Spannungsabfall hervorrufen und wir nur ein Bild dieses Spannungsabfalls haben wollen.

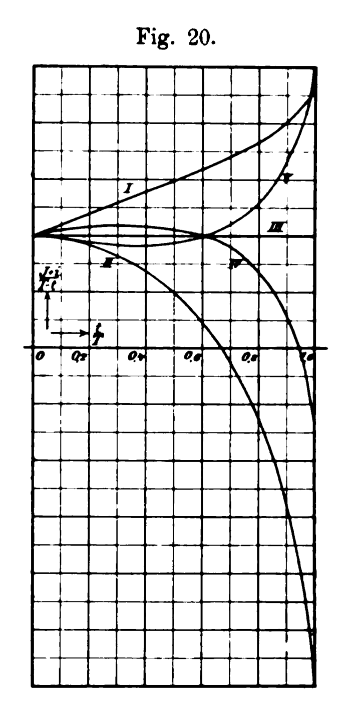
³) Vergl. Anmerkung S. 281.

⁴) Rotationsrichtung wie in Fig. 16 gedacht.

Strom von Bürste zu Segment fliesst. Der Zusatzstrom erhöht die Stromdichte am ablaufenden Segment, am auflaufenden erniedrigt er sie, macht sie zu Null oder negativ, d. h. der Strom fliesst von der Bürste zum Segment. Betrachten wir die zugehörigen aus der Stromkurve konstruierten Spannungsabfallskurven für Bürstenauflauf- und Ablaufkante, so sehen wir, dass infolgedessen der Spannungsabfall für das ablaufende Segment durchgehends zu hoch ist, für das auflaufende Segment durchgehends zu niedrig, Null oder negativ. Der Spannungsabfall des ersteren Segments steigt gegen die Ablaufkante zu und er-

Fig. 19.

Fig. 20.



reicht im Ablaufmoment sein Maximum. Dieser Maximalwert ist um so grösser, je weiter die Bürste noch im positiven Feld steht. Der Spannungsabfall am auflaufenden Segment erreicht sehr bald nach Beginn des Vorgangs seinen — negativen — Maximalwert, nimmt dann ab, wird Null, positiv und strebt allmählich dem Normalwerte zu.

Differentialkurven in einem derartigen Felde zeigen demnach an der Bürsteneintrittskante eine negative Spitze bei Auflaufstellung des Segments, abnehmend gegen den Normalwert zu beim Fortschreiten, an der Austrittskante beim ablaufenden Segment zu starken positiven

Spannungsabfall, ausmündend in eine positive Spitze bei Schluss der Kommutierung.

Fall II. $e = 0,2 + 1000\ t$ (vergl. Kurve II, Fig. 17 bis 20).

Bürste zu weit in Rotationsrichtung verschoben, also in einem zu stark negativen Feld befindlich; $e > e_{norm}$, d. h.[1]) die induzierte E.M.K. ist zu stark positiv, so dass sie nicht nur die verzögernde Wirkung von e_s aufhebt, sondern bewirkt, dass die Kommutation zu schnell vor sich geht. Es ist eine positive — dem Kurzschlussstrom i bei Beginn also entgegenwirkende — Zusatz-E.M.K. vorhanden, die einen Zusatzstrom im Uhrzeigersinn[2]) hervorruft. Derselbe erhöht die Stromdichte am Auflaufsegment, am ablaufenden schwächt er sie, macht sie zu Null oder negativ. Dies wird wieder bestätigt durch die für Stromdichte bezw. Spannungsabfall konstruierten Kurven.

Der Spannungsabfall für das ablaufende Segment ist durchgehends zu niedrig, er nimmt ab bis Null, wird negativ und erreicht seinen negativen Maximalwert wieder im Ablaufmoment. Derselbe ist um so grösser, je weiter die Bürste im negativen Felde sich befindet. Das Auflaufsegment hat durchgehends zu hohen Spannungsabfall, der anfangs vom normalen Wert an anwachsend, gegen Schluss des Kommutierungsvorgangs wieder zu ihm herabsinkt.

Charakteristisch für diese Differentialkurven sind also an der Eintrittskante zu hohe Werte, zu einem Maximum ansteigend und wieder abnehmend; an der Austrittskante zu schwach positiver, später negativer Spannungsabfall, ausmündend in einen negativen Maximalwert, wenn das Segment die Bürste verlässt.

Fall III. $e = 0,1 + 200\ t$ (vergl. Kurve III, Fig. 17 bis 20).

Bürste in der normalen Stellung $e = e_{norm}$, das schwach negative Feld induziert eine positive E.M.K., welche die entgegengesetzt gerichtete E.M.K. der Selbstinduktion aufhebt und bewirkt, dass die Kommutierung normal vor sich geht; $e_z = 0$. Die Stromdichte am auf- und ablaufenden Segment ist konstant und die gleiche, desgleichen der Spannungsabfall. Wir erhalten als Differentialkurve weder wie in Fall I am auflaufenden Segment negativen, am ablaufenden zu stark positiven Spannungsabfall, noch auch wie in Fall II am auflaufenden Segment zu stark positiven, am ablaufenden negativen Spannungsabfall, vielmehr konstant normalen bei beiden Segmenten. Dieser Fall bildet also in jeder Beziehung die Grenze zwischen den beiden anderen.

---

[1]) Vergl. Anmerkung S. 281.

[2]) Rotationsrichtung wie in Fig. 16 gedacht.

Fall IV. $e = -0{,}2 + 800\,t$ (vergl. Kurven Fig. 17 bis 20).

Hier ist im ersten Teil der Kommutierung $e < e_{norm}$ (e_z negativ[1])), weiterhin jedoch $e > e_{norm}$ (e_z positiv). Es fliesst also zunächst ein Zusatzstrom im Gegenuhrzeigersinn[2]) (Kommutierung zu langsam), dann im Uhrzeigersinn (Kommutierung zu schnell). Dadurch wird bewirkt, dass am auflaufenden Segment die unternormalen Werte, die anfangs eintreten, sich dem normalen nähern, um dann weiterhin übernormal zu werden, während der anfänglich zu hohe Spannungsabfall am Ablaufsegment normal und unternormal wird und dann eventuell noch weiter sinkt, um im Ablaufmoment seinen negativen Maximalwert zu erreichen. Auch dies bestätigen die konstruierten Kurven.

Fall V. $e = 0{,}6 - 800\,t$ (vergl. Kurven Fig. 17 bis 20).

In diesem Fall ist die Bürste in einem anfangs zu stark negativen (E.M.K. zu stark positiv, $e > e_{norm}$; e_z positiv) später zu schwach negativen Felde (E.M.K. zu schwach positiv, $e < e_{norm}$; e_z negativ). Der anfänglich im Uhrzeigersinn fliessende Zusatzstrom hat zum Schluss die entgegengesetzte Richtung. Stromdichte und Spannungsabfall am Auflaufsegment zunächst zu hoch (Maximum in der Nähe des Auflaufmoments), weiterhin abnehmend und unternormal werdend, am Ablaufsegment umgekehrt, zunächst negativ bezw. Null, nimmt dann weiterhin zu, wächst zu normalen und übernormalen Werten und endigt in einer positiven Spitze, wenn das Segment die Bürste verlässt.

Vergleichen wir nun die experimentell aufgenommenen Differentialkurven mit den Resultaten unserer theoretischen Ueberlegungen, so ist eine vollkommene Uebereinstimmung sämtlicher Aufnahmen mit der Theorie zu konstatieren, die sich ja nun an jeder einzelnen Kurve leicht verfolgen lässt. Es soll an einem Beispiel diese Uebereinstimmung noch eigens gezeigt werden, indem wir die für 7,5 Amp. bei fünf verschiedenen Bürstenlagen aufgenommenen Differentialkurven kurz in ihrem Verlaufe verfolgen[3]).

Gehen wir von der am weitesten entgegen der Rotation verschobenen Bürstenstellung aus (Fig. 9), so finden wir genau den für

---

[1]) Vergl. Anmerkung S. 281.

[2]) Rotationsrichtung wie in Fig. 16 gedacht.

[3]) Diese, wie alle Differentialkurven der untersuchten Maschine zeigen etwa in der Mitte des Segments eine abnormale Spitze. Diese bleibt in der folgenden Erörterung als abnormal zunächst unberücksichtigt. Ueber den Grund ihres Auftretens und den Nachweis, dass sie abnorm ist, siehe ausführlich S. 295 und Anhang.



Fall I charakteristischen Kurvenverlauf. Kurve a an der Eintrittskante zeigt beim Auflaufen des Segments das negative Maximum des Spannungsabfalls — erzeugt durch eine Zusatz-E.M.K., die einen Zusatzstrom im Gegenuhrzeigersinn hervorruft — der, weiterhin abnehmend, sich dem normalen positiven Wert nähert[1]. Kurve e an der Austrittskante zeigt durchwegs übernormalen Spannungsabfall, der — gegen den Moment der Unterbrechung hin ansteigend — hier seinen maximalen Wert erreicht. Bei den Differentialkurven der Zwischenpunkte zwischen a und e, zwischen Ein- und Austrittskante der Bürste, setzen sich diese Kurven zusammen aus den zeitlich später eintretenden Teilen der Kurve der Eintrittskante a .und den zeitlich früher eintretenden der Kurve der Austrittskante e; so enthält z. B. Kurve d — für Punkt d — die Schlussspitze des zu stark positiven Abfalls nicht mehr, da der Moment des geringsten Querschnitts, mit dem das Maximum des Spannungsabfalls in Verbindung ist, unter ihm nicht mehr auftritt; Kurve c enthält noch weniger von dem zu hohen Spannungsabfall des Ablaufsegments, dafür einen grösseren Teil der normaleren späteren Werte des auflaufenden; Kurve b endlich enthält den grössten Teil von Kurve a, sogar einen ganz schwachen Ansatz zur negativen Spitze, hingegen nur mehr einen kleinen Teil vom zu hohen Spannungsabfall des Ablaufsegments. Die Differentialkurven der Zwischenpunkte bilden demnach einen stetigen Uebergang von der Kurve der Eintritts- zu der der Austrittskante, wobei naturgemäss die bei Beginn der ersteren und bei Schluss der letzteren auftretenden Maxima gegen die Bürstenmitte zu immer mehr in den Hintergrund treten.

Es möge nunmehr, um die Kontraste direkt nebeneinander zu stellen, die der vorigen entgegengesetzte[2] Bürstenstellung V (Fig. 10), bei der die Bürste am weitesten in Rotationsrichtung verschoben ist, folgen. Es zeigen sich hier die Charakteristika unseres Falles II[3]: An der Eintrittskante starkes — positives — Maximum — hervorgerufen durch eine positive Zusatz-E.M.K., die einen Zusatzstrom im Uhrzeigersinn hervorruft —, weiterhin schwächerer, aber immer noch zu hoher Spannungsabfall, der sich dem Normalwert nähert[4]. Die Differentialkurve e der Austrittskante zeigt im Gegensatz hierzu unternormalen Spannungsabfall, der weiterhin Null und negativ wird und

[1]) Die Gründe für den Verlauf siehe früher S. 289 u. ff., ebenso bei den folgenden Kurven.

[2]) Vergl. Fig. 7.

[3]) Siehe S. 291.

[4]) Gründe hierfür siehe unter Fall II, S. 291.

im Ablaufmoment seinen — negativen — Maximalwert erreicht. — Die Kurven der Zwischenpunkte bilden einen analogen stetigen Uebergang wie bei I.

Die übrigen noch nicht behandelten Bürstenstellungen[1]) II, III und IV (Fig. 11 bis 13) bilden ihrerseits wieder einen kontinuierlichen Uebergang von der besprochenen Stellung I zu der ebenfalls behandelten V, d. h. von der gegen die Rotation am weitesten verschobenen Bürste zu der am weitesten in Rotationsrichtung verschobenen. Die negativen Werte an der Auflaufkante bei I nehmen ab (II) und werden schliesslich übernormal (III und IV), die übernormalen Werte an der Ablaufkante bei I nehmen ebenfalls ab (II) und werden unternormal und negativ (III und IV), so zu Stellung V überleitend. Der Grund hierfür liegt wieder in dem allmählichen Uebergang von einem zu schwach negativen zu einem zu stark negativen Feld, d. h. von einer negativen zu einer positiven Zusatz-E.M.K. bezw. von einem zu langsamen zu einem zu schnellen Kommutierungsvorgang.

Nachdem die Kurvenaufnahmen für 7,5 Amp. nunmehr erläutert sind, sind noch die in Fig. 14 und 15 gegebenen Differentialkurven des Austrittssegments für Leerlauf und 3,25 Amp. Belastung zu erwähnen. Dieselben geben qualitativ genau das gleiche Bild wie die soeben behandelten Kurven, qantitativ unterscheiden sie sich natürlich von ihnen. Dies folgt erstens aus den bei verschiedenen Belastungen verschiedenen Stromdichten, zweitens daraus, dass bei steigender Belastung und gleicher Bürstenstellung das Kommutierungsfeld stärker positiv wird, hiermit die Zusatz-E.M.K. schwächer positiv bezw. stärker negativ. Die natürliche Folge davon ist, dass die richtige Kommutierung erst bei stärkerer Verschiebung ins negative Feld eintritt. Die Differentialkurven geben uns auch hiervon ein Bild. Die richtige Bürstenstellung ist ja sofort daran kenntlich, dass nicht die negative Spitze der Eintritts-, die positive der Austrittskante erscheinen darf wie bei zu langsamer Kommutation, noch auch die positive Spitze der Eintritts-, die negative der Austrittskante wie bei zu schneller, sondern der zwischen beiden Extremen liegende konstante Spannungsabfall.

Aus unseren Kurven ergibt sich demnach: Richtige Bürstenstellung für Leerlauf zwischen I und II nahe I; für 3,25 Amp. zwischen II und III nahe II; für 7,5 Amp. zwischen II und III nahe III (s. Fig. 9 bis 15).

---

[1]) Vergl. Fig. 7.

Bevor wir nun zu den Integralkurven übergehen, ist noch näher die bereits erwähnte[1]) unregelmässige Spitzenbildung zu erörtern.

Zunächst sei konstatiert, dass dieselbe beobachtet wurde bei verschiedenen Stellungen der Hauptbürste im Feld, bei verschiedenen Lagen der Hilfs- gegenüber der Hauptbürste, bei verschiedenen Segmenten unter der Bürste und endlich bei zwei verschiedenen Maschinen von gleicher Grösse und Bauart; das thatsächliche regelmässige Vorhandensein der Spitze in der Kurve ist demnach erwiesen, und es erwächst die weitere Frage: ist die Spitze durch einen Fehler in der Messanordnung hereingebracht, ist also keine Spannungsspitze effektiv vorhanden, oder ist die gemessene Spitze eine thatsächlich auftretende Spannungsspitze. Fehler könnten in die Messanordnung gebracht werden:

1. Durch die Hilfsbürste. Dieselbe könnte indes durch Vibrieren nur eine Verkleinerung, nicht eine vielfache Vergrösserung der Messspannung bewirken.

2. Durch den Kontaktmacher. Derselbe scheidet ebenfalls wie die Hilfsbürste aus, da die ohne Kontaktmacher aufgenommenen Integralkurven in ihrem Verlauf den Einfluss der Spitze ebenfalls zeigen. Dies wird auch neben der Anschauung dadurch bestätigt, dass nur die aus den Differentialkurven mit Spitze konstruierten Integralkurven mit den aufgenommenen Integralkurven übereinstimmen[2]).

3. Durch eine elektrische Resonanzerscheinung. Prinzipiell wäre dadurch die Erreichung eines höheren Messwerts möglich, dass bei der Entladung des Kondensators durch das — Selbstinduktion enthaltende — Galvanometer etwa nur der positive Teil der Spannungswelle zur Messung gelangen würde, vorausgesetzt natürlich, dass eine Resonanzerscheinung eintritt. Diese müsste durch Variierung der Kapazität zu beseitigen sein und mit ihr der grosse Ausschlag. Die fragliche Kapazität wurde variiert von 0,01 bis 1 Mikrofarad. Die Erscheinung blieb, es kommt also elektrische Resonanz nicht in Frage.

Hiermit ist die Reihe der möglichen Messfehler erschöpft. Die Messung ist richtig, die Kurvenspitze repräsentiert eine thatsächliche Spannungsspitze. Wir können der Erscheinung weiter zu Leibe gehen, indem wir fragen, ist — da allgemein $\varepsilon = J \,.\, R$ — an der Spannungsspitze eine Stromspitze oder eine plötzliche Widerstandserhöhung schuld?

---

[1]) Vergl. Anmerkung S. 292.

[2]) Vergl. S. 299 und Fig. 22.

1. Stromspitzenbildung. Dieselbe wäre an sich möglich, denn bei der geringen Nutenzahl pro Pol treten im Feld Schwankungen thatsächlich auf. — Wenn nun aber ein übernormal grosser Strom — grösser als der Ankerstrom — thatsächlich aus dem ablaufenden Segment herausfliessen würde, so müsste ein entsprechender Strom beim auflaufenden Segment von Bürste zum Segment fliessen, was sich in stark negativem Spannungsabfall äussern müsste. Hiervon wurde indes nie eine Spur konstatiert. Wir haben es also wohl mit einer Spannungs-, unmöglich aber mit einer Stromspitze zu thun. Es bleibt nur mehr die Möglichkeit einer Widerstandsänderung.

2. Widerstandserhöhung. Diese kann sehr leicht eintreten durch ein leichtes Vibrieren[1]) der Bürste bezw. durch ein leichtes Kanten der Bürste, hervorgerufen durch ungleichmässige Abnützung des Kollektors. Dies und nur dies kann der Grund der Spitzenbildung gewesen sein. Durch das Kanten der Bürste tritt eine plötzliche Widerstandsvergrösserung auf, die gleich schnell wieder aufhört. Die Raschheit der Aenderung bewirkt, dass die Stromverteilung kaum eine merkliche Aenderung erfährt, da einer solchen die Selbstinduktion der kurzgeschlossenen Spule einen bei der Raschheit des Vorgangs bedeutenden Widerstand entgegensetzt. Das Kanten der Bürste erfolgt hierbei um die Bürsteneintrittskante[2]).

Die Spitzen sind danach Anomalien, die aber nichtsdestoweniger als thatsächlich vorhandene Spannungsspitzen bei den Spannungsdiagrammen mit einzubeziehen sind, dagegen haben sie bei den Stromkurven, die später hieraus abgeleitet werden, in Wegfall zu kommen.

Unsere Differentialkurven haben somit vollkommene Uebereinstimmung mit der Theorie gezeigt; es ist nun noch zu beweisen, dass das Gleiche bei den Integralkurven der Fall ist. Bezüglich des Verlaufes letzterer ist zunächst zu konstatieren, dass derselbe die charakte-

---

[1]) Mechanische Resonanz ist hierbei als Grund ausgeschlossen, da diese durch Variation der Tourenzahl zu beseitigen sein müsste, was nicht der Fall war.

[2]) Dass die hier gezogenen Schlüsse richtig sind, wird weiterhin im Anhang (s. S. 321) noch experimentell einwandfrei bewiesen dadurch, dass in einer weiteren Versuchsreihe, an einer Maschine mit frisch abgedrehtem Kollektor aufgenommen, die Spitzen vollkommen in Wegfall kamen. Die dort gefundenen Resultate stimmen im übrigen — soweit nicht anderweitig bemerkt — mit den bei diesen Kurven gefundenen vollkommen überein.

ristischen Kennzeichen der Differentialkurven ebenfalls — allerdings verwischt — in sich schliesst, so dass der Unterschied in der Theorie der beiden mehr quantitativer als qualitativer Natur ist.

Jeder Punkt der Integralkurven gibt den mittleren Spannungsabfall an irgend einem Punkt der Bürste bei sämtlichen möglichen Kollektorsegmentstellungen gegenüber jenem. Die — positive oder negative — Spitze beim Auflaufen an der Eintrittskante ist demnach zu kombinieren mit den späteren normaleren Werten, die an der Auflaufkante bei weiter fortgeschrittenem Kollektorsegment auftreten, wir erhalten also einen dem normalen näheren abgeschwächten Wert. Bei dem nächsten Punkt unter der Bürste tritt der ungünstigste Fall des maximalen Spannungsabfalls — (wenn dieser mit dem geringsten Querschnitt verknüpft ist) — nicht mehr auf; der für diesen Bürstenpunkt ungünstigste Wert ist kleiner (s. die Differentialkurven Fig. 9 und 10). Da auch er wieder mit normaleren Werten zu kombinieren ist, so erhalten wir als Mittelwert eine dem Normalwert noch mehr angenäherte Grösse. Diese Tendenz setzt sich fort gegen die Mitte der Bürste. — Aequivalent gestaltet sich der Verlauf gegen die Ablaufkante hin. An dieser selbst erhalten wir das Mittel aus allen Spannungsabfallswerten des Ablaufsegments, deren maximale im allgemeinen[1]) im letzten Moment bei geringstem Querschnitt eintreten. Es ergibt sich also auch hier an diesem Punkt ein gemässigtes, bei Unterkommutation positives, bei Ueberkommutation negatives Maximum (bezw. wenn letztere gering, ein dem Normalwert naher positiver Wert, da sich dann positive und negative Werte teilweise kompensieren). Unter einem weiter gegen die Mitte zu liegenden Bürstenpunkt kommen auch hier jene Maximalwerte mehr und mehr in Wegfall — sie treten, weil mit geringstem Segmentquerschnitt verbunden, nur in der letzten Bürstenzone auf, auch an dieser Stelle also ist ein allmählicher Uebergang zum Normalwert vorhanden.

Es gilt demnach auch hier: Negativer (bezw. zu niedriger positiver) Spannungsabfall an der Eintrittskante der Bürste, abnormal hoher positiver an der Austrittskante sind Charakteristika für ein im allgemeinen zu schwach negatives Feld — abnormal hoher positiver Spannungsabfall an der Eintrittskante, negativer (bezw. zu schwach positiver) an der Austrittskante sind Charakteristika für ein im allgemeinen zu stark negatives Feld. — Der Uebergang erfolgt dabei unter normalen Verhältnissen stetig. Der Verlauf ist ein mehr allmählicher

[1]) Die abnormalen Spitzenbildungen sind hierbei unberücksichtigt.

als bei den Differentialkurven, die Uebergänge sind nicht so schroff, die Maxima gemildert.

Es ist sehr interessant, die Uebereinstimmung auch hier in jedem Detail zu verfolgen, würde indes an dieser Stelle zu weit führen. Daher soll auch hier nur eine Belastung in der Nähe von 7,5 Amp. herausgegriffen und der Kurvenverlauf bei verschiedenen Bürstenstellungen für sie kurz verfolgt werden.

Gehen wir von der am weitesten[1]) entgegen der Rotationsrichtung verschobenen Bürstenstellung I aus in Rotationsrichtung weiter, so ergibt sich: Sowohl der bei Stellung I — für ein zu stark positives Feld charakteristische — negative Spannungsabfall an der Eintrittskante wie der gegen die Austrittskante zu steil ansteigende hohe positive Spannungsabfall wird schwächer bei Stellung II, bei III hat der negative Spannungsabfall an der Eintrittskante bereits einem noch etwas zu schwachen positiven Platz gemacht, während der zu hohe positive an der Austrittskante weiter gesunken ist. Bei IV ist die normale Bürstenstellung bereits überschritten, das Feld zu stark negativ. Der Spannungsabfall, an der Eintrittskante weiter — positiv — gewachsen, weiterhin ziemlich konstant; nur gegen die Austrittskante zu sinkt er etwas, anzeigend, dass gegen Kommutationsschluss am Ablaufsegment bereits negativer Spannungsabfall eintritt. Bei Stellung V hat diese Tendenz weiter zugenommen, das Maximum des Spannungsabfalls ist frühzeitig erreicht und weiter gewachsen, von diesem Moment an zeigt uns das Abnehmen und spätere negative Anwachsen desselben, dass an der Austrittskante stark negativer Spannungsabfall vorhanden ist.

Die Betrachtung der für 7,5 Amp. auftretenden Integralkurven ist damit beendigt, die für Kurven niedriger oder höherer Belastung ist ganz identisch damit, nur dass die normale Kommutierung früher bezw. später bei ihnen eintritt.

Zusammenfassend sehen wir also, dass der Verlauf der Integralkurven im wesentlichen charakterisiert ist durch folgende Figur, in der wir von[2]) der äussersten Stellung bei Verschiebung gegen die Rotation in Rotationsrichtung weiterschreiten.

Hierbei wird an der Eintrittskante der anfänglich negative Spannungsabfall kontinuierlich zunehmend in die Höhe rücken, Null werden und dann positive Werte annehmen; entsprechend nimmt an der Austrittskante der anfänglich übernormale Spannungsabfall kontinuierlich

[1]) Vergl. Fig. 2 bis 6 und 7.

[2]) Vergl. Fig. 7.



ab, rückt herunter, wird normal und unternormal, schliesslich negativ. Die bei Bürstenstellungen entgegen der Rotation für den Kurvenzug charakteristische positive Tangente, nimmt an Grösse ab, wenn man sich der Normalstellung nähert, wird Null, d. h. die Tangente horizontal und nimmt dann bei zu weit verschobener Bürste einen (im ganzen) charakteristisch negativen Wert an. — Wir sehen auch hier den kontinuierlichen Charakter der ganzen Erscheinung.

Unsere Untersuchungen ergaben, dass die aufgenommenen Differentialkurven sowohl wie die aufgenommenen Integralkurven mit den

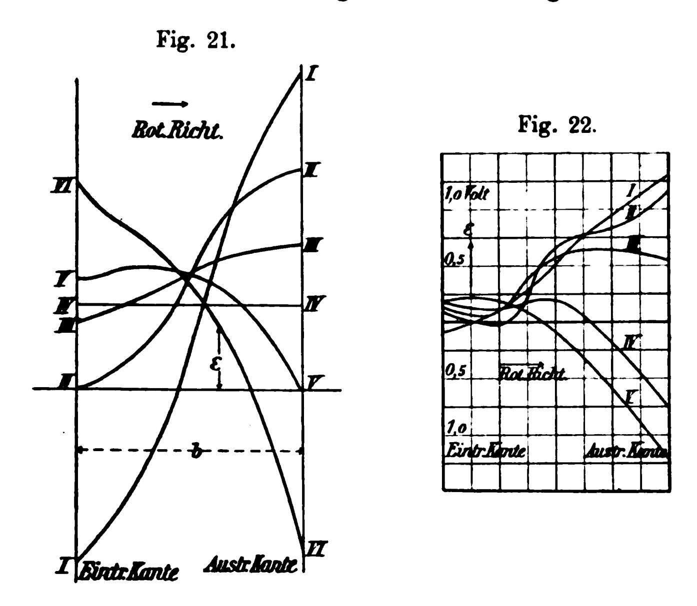


Fig. 21.

Fig. 22.

angestellten theoretischen Betrachtungen vollkommen übereinstimmen. Dies schliesst schon in sich, dass Differentialkurven und Integralkurven in dem vorausgesetzten Zusammenhang stehen. Es soll dies indes auch noch gezeigt werden, indem wir letztere aus ersteren konstruieren. Es wurde dies ausgeführt an den Kurven, die bei 7,5 Amp. für fünf verschiedene Bürstenlagen aufgenommen sind (vergl. Fig. 22[1])). Der Spannungswert der Integralkurve ergibt sich dabei für jeden Bürstenpunkt als planimetrischer Mittelwert der für diesen Punkt vorliegenden Differentialkurve. Die Ergebnisse der Konstruktion zeigt uns Fig. 22

[1]) Es ist dabei ersichtlich, dass Stellung I bis V bei den Differentialkurven ein wenig in Rotationsrichtung verschoben ist gegenüber den entsprechenden Stellungen bei den Integralkurven.

in fünf Kurven. Diese haben genau die gleichen charakteristischen Formen, wie wir sie unter den aufgenommenen Integralkurven finden.

Nachdem wir nun bewiesen haben, wie die Differential- und Integralkurven sowohl jede mit der Theorie, wie auch beide unter sich übereinstimmen, soll zum Schluss unserer Betrachtung über dieselben noch gezeigt werden, wie sich aus ihnen die Kurzschlussstromkurven entwickeln lassen, und dass auch diese unsere Erörterungen bestätigen.

Die Kurzschlussstromkurven.

Arnold gibt in seinem Buche „Die Gleichstrommaschine" S. 370 eine Konstruktion an, die ermöglicht aus den „Spannungsdiagrammen" (Integralkurven) zunächst eine Kurve der mittleren örtlichen Stromdichten und dann hieraus die Kurzschlussstromkurve zu konstruieren. Die Konstruktion ist zunächst nur möglich unter gewissen Voraussetzungen und Vernachlässigungen, auf die auch Arnold selbst hinweist.

Die erste hiervon ist, dass man mit den Werten der Integralkurve arbeitet, die algebraische Mittelwerte darstellen[1])

$$\varepsilon_{am} = \frac{1}{T'} \int_0^{T'} \varepsilon_{at} \, dt,$$

während man mit Effektivwerten arbeiten müsste:

$$\varepsilon_{a\,eff} = \sqrt{\frac{1}{T'} \int \varepsilon_{at}^2 \, dt}.$$

Dieser Missstand liesse sich indes leicht beheben, da es uns jetzt möglich ist, aus den Differentialkurven die Effektivwerte zu ermitteln[2]). Der zweite und wichtigere Einwand gegen die Methode ist, dass sie prinzipiell stets nur ein qualitatives, nie ein quantitatives Bild des Vorgangs geben kann, da sie ja nur Näherungsmethode ist, und zwar in dem Sinne, dass alle Kontraste gemildert zur Darstellung gelangen. Der innere Grund hierfür liegt darin, dass Arnold, da ihm die Momentanwerte noch nicht zur Verfügung stehen, gezwungen ist, stets mit Mittelwerten — mittlerem Spannungsabfall, mittleren Strom-

---

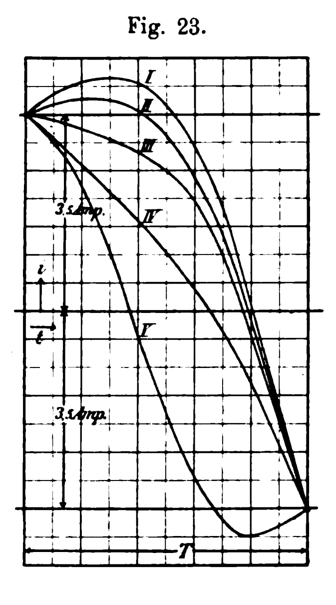
[1]) Vergl. S. 273 und betreffs T' die Anmerkung ebenda.

[2]) Dass dies ein nicht zu unterschätzender Vorteil ist, vergl. auch Anmerkung S. 270.

dichten etc. — zu arbeiten, die uns ein scharfes Bild zu liefern natürlich nicht im stande sind. Die Methode gibt demnach einige Genauigkeit nur dann, wenn eine grössere Anzahl von Segmenten durch die Bürste kurzgeschlossen wird[1]); sie ist also am ungenauesten in dem hier vorliegenden Fall, wo ein Segment von derselben bedeckt wird.

Wir werden später sehen, dass die Differentialkurven uns auch hier die Möglichkeit einer genauen Konstruktion liefern. Zunächst zeigt uns Fig. 23, welche Stromkurven sich nach Arnold für Belastungen von 7 Amp. bei den fünf verschiedenen Bürstenstellungen — aus den Integralkurven (in gleicher Weise wie diese mit I bis V bezeichnet) ergeben[2]). Diese Stromkurven bieten eine weitere Bestätigung und anschauliche Ergänzung der von uns zuerst für die Spannungsdiagramme aufgestellten und dann bei deren Studium als richtig erkannten Art des allgemeinen Stromverlaufs. Jedoch ist zu betonen, dass diese Kurven nur die ungefähre Art des Verlaufes anzugeben vermögen, nicht aber im stande sind, den Vorgang präcis wiederzugeben. Dies können nur die Differentialkurven, und es erwächst für uns die Aufgabe, eine Methode für die Konstruktion der Kurzschlussstromkurven aus den Differentialkurven anzugeben. Dieselbe gestaltet sich nicht nur korrekter (s. oben), sondern auch einfacher als die Konstruktion aus den Integralkurven.

Fig. 23.



Wir hatten für den Momentanwert des Spannungsabfalls bei irgend einer Differentialkurve

$$\varepsilon_1 = c_1 + c_2 \frac{J \pm i}{q},$$

wenn $\frac{J \pm i}{q}$ die vorhandene Momentanstromdichte bedeutet. Es ist demnach klar, dass uns die Differentialkurven, wenn wir die Parallele

[1]) Denn nur für diesen Fall repräsentiert beispielsweise der Spannungswert der Integralkurve unter dem Bürsteneingangspunkt auch thatsächlich den Beginn der Kommutation, sonst aber ein Mittel aus dem Beginn und einem ganzen Teil des Verlaufs derselben. Weiteres s. S. 273.

[2]) Ich muss mir versagen, auf die Details der Konstruktion hier einzugehen und diesbezüglich auf Arnold, Die Gleichstrommaschine, 1902, S. 370 und das dort durchgeführte Beispiel S. 377 verweisen.

zur Abscissenachse im Abstande c_1 ziehen, uns in den Ordinaten $\varepsilon_1 - c_1$ direkt einen Massstab für die an dem betreffenden Punkt in jedem Moment herrschende Stromdichte geben. — Es ist dies eine der wertvollsten Eigenschaften dieser Kurven. — Es seien z. B. in Fig. 24 drei Differentialkurven gegeben, wie sie sich unter der Ablaufkante als charakteristische Formen für zu langsame, normale und zu schnelle Kommutation ergaben. Ziehen wir in dieser Figur die beiden Horizontalen im Abstand c_1 von der Abscissenachse[1]), so geben uns die Ordinaten $\varepsilon_1 - c_1$ Grössen, welche den Momentanwerten der Stromdichte am ablaufenden Segment proportional sind.

$$\left(\text{Da ja hier } \varepsilon_2 = c_1 + \frac{c_2}{l} \cdot \frac{J+i}{b-x}.\right)$$

Da nun für jeden Punkt ausser

$$\frac{c_2}{l} \cdot \frac{J+i}{b-x} = \varepsilon_2 - c_1$$

auch noch $b - x$ bekannt ist, so können wir durch Multiplikation letzterer Grösse (die die Differenz aus einer konstanten und einer variablen Abscisse darstellt) mit der zugehörigen Ordinate $(\varepsilon_2 - c_1)$ den in jedem Moment am Ablaufsegment kursierenden Strom bezw. eine ihm proportionale Grösse $c_2' \cdot (J + i)$ erhalten[2]).

Um z. B. für Differentialkurve I den im Moment $x = x_1$ (d. h. in dem Augenblick, in welchem die Breite x_1 des Auflaufsegments unter der Bürste liegt) am ablaufenden Segment kursierenden Strom $(J + i)$ zu erhalten, multiplizieren wir die zu $x = x_1$ gehörige Ordinate $(\varepsilon - c_1)$ mit dem Werte $(b - x_1)$ und erhalten damit

$$(\varepsilon - c_1)\,(b - x_1) = \frac{J+i_1}{b-x_1} \cdot c_2' \cdot (b - x_1) = c_2' \cdot (J + i_1).$$

Dies ist der in der Stromkurve (Fig. 25) zur Abscisse x_1 gehörige Ordinatenwert. Auf diese Weise wird eine Reihe von Punkten der Stromkurve von $x = 0$ bis $x = b$ bestimmt. Der Massstab der Kurve wird zum Schlusse dadurch bestimmt (bezw. c_2' damit eliminiert), dass der für $x = 0$ erhaltene Wert von $J + i$ gleich dem bekanntem Wert $2\,J$ sein muss[3]), d. h. gleich der gesamten Bürstenbelastung. Die auf

[1]) Die Abhängigkeit der Grösse c_1 von der Stromrichtung ist hierbei nicht berücksichtigt.

[2]) Es wird hierbei δ in gleicher Weise wie früher in erster Annäherung nicht berücksichtigt, was im übrigen natürlich unschwer auch geschehen könnte.

[3]) Da nur ein Segment von der Bürste bedeckt wird.

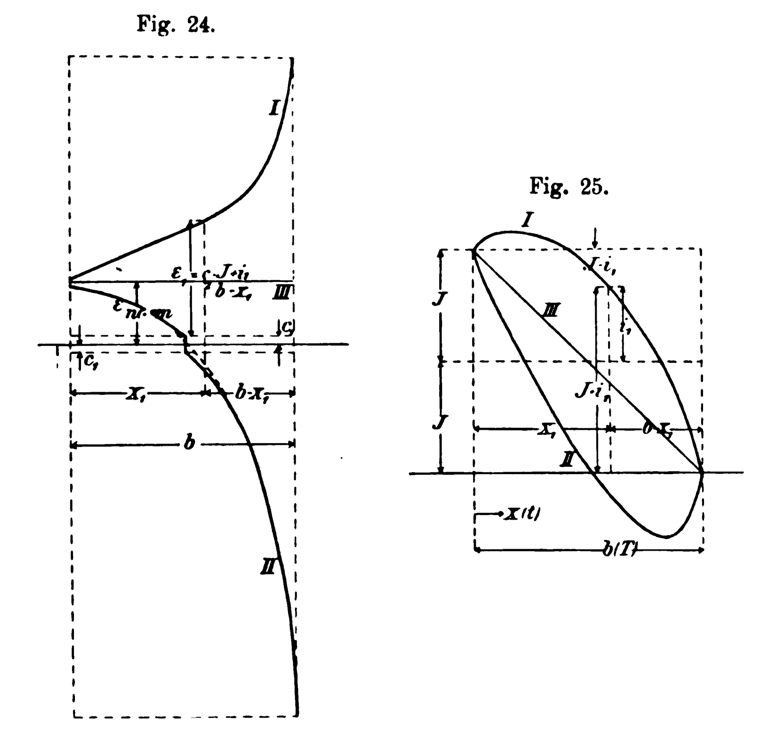
diese Weise aus den Differentialkurven[1]) der Fig. 24 sich ergebenden Stromkurven sind in Fig. 25 dargestellt.

Es ist noch zu bemerken, dass sich die Ableitung der Stromkurve natürlich auf ganz analoge Weise aus der Differentialkurve der Eintrittskante bewerkstelligen lässt.

Nach dieser ausführlich besprochenen Methode sind nun die Stromkurven konstruiert worden aus den experimentell ermittelten

Fig. 24.

Fig. 25.



Differentialkurven der Auflaufkante[2]) für 7,5 Amp. bei fünf verschiedenen Bürstenstellungen[3]) (Fig. 26).

---

[1]) Bezüglich der Differentialkurve II ist zu erwähnen, dass hier angenommen wurde, dass c_1 gleichzeitig mit $c_2 \frac{J \pm i}{q}$ das Vorzeichen wechselt. Dadurch kommt eine kleine Unstetigkeit in diese Kurve, die in Wirklichkeit nicht vorhanden sein dürfte, da mit $\frac{J \pm i}{q}$ wohl auch $c_1 = 0$ wird, so dass ein kontinuierlicher Uebergang stattfindet (gestrichelte Linie Fig. 24); vergl. auch Anmerkung 1, S. 282.

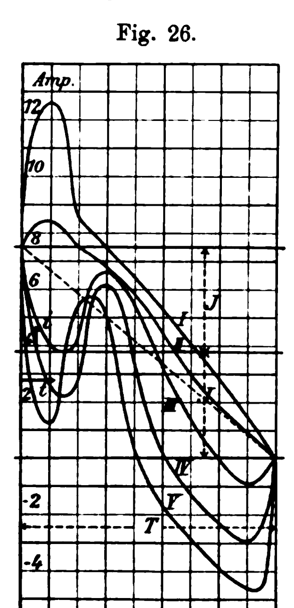
[2]) Und zwar ist jede der dabei zu Grunde gelegten Kurven das Mittel aus drei experimentell aufgenommenen.

[3]) Zur Konstruktion ist noch zu erwähnen, dass die Anfangspunkte der

Die Methode setzt voraus, dass c_2 konstant ist; deshalb ist man hier genötigt, die Kurve der Eintrittskante zu benutzen, bei der keine Spitzen auftreten, c_2 infolgedessen als annähernd konstant gelten kann, während das Gleiche — hier wenigstens — für die Austrittskante nicht gilt.

Betrachtet man die erhaltenen Kurven[1]) und sieht von den kleinen Störungen an der Stelle, wo sich die Spannungsspitzen befinden, ab, so nehmen im übrigen die Stromkurven den Verlauf, den sie ihren Differentialkurven zu folge nehmen müssen und wie er bereits bei deren Erklärung (S. 282 u. ff.) geschildert wurde.

Fig. 26.



So sehen wir: Kurve für Stellung I zeigt die charakteristischen Merkmale der Unterkommutation, der Strom in der Kurzschlussspule wächst anfangs, statt abzunehmen, nimmt dann zu langsam ab und hat infolgedessen bei Ende der Kommutation seinen Normalwert noch nicht erreicht. Stellung II zeigt dieselben Kennzeichen in schwächerem Grade. Die Kommutierung geht schneller vor sich als bei I, indes immer noch zu langsam. Kurve bei Stellung III zeigt ein normaleres Bild. Der Kurzschlussstrom nimmt zunächst bereits etwas zu schnell ab, wird dann unter dem Einfluss der Spitze eine Zeit hindurch wieder übernormal, um hierauf der ursprünglichen Tendenz wieder zu folgen; gegen Schluss des Vorgangs haben wir einen kleinen negativen Strom an der Ablaufkante, der uns anzeigt, dass die Kommutierung bereits etwas zu schnell vor sich geht; Stellung IV und in noch verstärktem Masse Stellung V zeigen uns in den entsprechenden Stromkurven ausserordentlich rasche Kommutierung, die zur Folge hat,

Stromkurve nicht aus der Differentialkurve der Austrittskante — die Endpunkte nicht aus der der Eintrittskante — erhalten werden können, da hier die Hilfsbürste gerade auf der Isolation steht, das Galvanometer also noch den vorhergehenden Wert anzeigt; man entnimmt diese Werte dann einfach der Kurve eines anderen Bürstenpunkts.

[1]) Die Genauigkeit der Konstruktion lässt sich noch vergrössern, indem man den ersten Teil der Stromkurve aus der Differentialkurve der Auflaufkante, die zweite Hälfte aus der der Ablaufkante konstruiert, da sich die Abweichungen des $\frac{J \pm i}{q}$ vom normalen Wert bei kleinem q besser widerspiegeln.

dass an der Ablaufkante ein starker negativer Strom zum Ablaufsegment fliesst.

Vergleichen wir diese Kurven[1]) mit den nach Arnold erhaltenen, so zeigt sich Uebereinstimmung mit denselben bezüglich der allgemeinsten Art des Verlaufes. Hingegen sehen wir, dass in letzteren die thatsächlich vorhandenen Kontraste nur sehr abgeschwächt zur Darstellung gelangen, wofür ja bereits an anderer Stelle die Gründe angegeben wurden[2]).

Die Resultate des vorliegenden Kapitels kurz zusammengefasst ergeben demnach: Haben wir im ersten Teil dieses Kapitels versucht, die vielen möglichen Formen der Spannungsdiagramme unter allgemeine Gesichtspunkte einzuordnen und im Speziellen die Art des Verlaufs und der Aenderung dieser Diagramme untersucht, wie sie sich aus dem Feldverlauf bei Aenderung von Bürstenstellung und Belastung ergibt, so hat der zweite Teil des Kapitels mit Hilfe des im vorausgegangenen beschafften experimentellen Materials diese Theorie bestätigt, indem er nachwies:

1. dass die aufgenommenen Differentialkurven mit derselben übereinstimmen;

2. dass die aufgenommenen Integralkurven mit derselben übereinstimmen;

3. dass Differential- und Integralkurven in dem sinngemässen Zusammenhang stehen, d. h. die aus den aufgenommenen Differentialkurven konstruierte Integralkurve im allgemeinen der an derselben Stelle experimentell aufgenommenen Integralkurve entspricht;

4. als Anwendung der Kurven haben wir aus denselben die Stromkurven zu extrahieren gelernt, die auch ihrerseits wieder in ihrem Verlaufe mit den theoretischen Erörterungen übereinstimmen.

Die Aufgabe dieses Kapitels, die Frage nach einer zusammenhängenden Darstellung der Aenderung der Vorgänge unter den Bürsten einer Dynamomaschine bei verschiedenen Stellungen der Bürste im Feld und bei verschiedenen Ankerbelastungen, sowie die Frage nach einer qualitativen Erklärung dieser Vorgänge, dürfte hiermit als gelöst betrachtet werden können.

---

[1]) Da bezüglich c_1 $\left(\text{in der Formel } \varepsilon_1 = c_1 + c_2 \frac{J \pm i}{q}\right)$ nichts bekannt ist, wurde es, was natürlich eine Vernachlässigung bedeutet, gleich Null gesetzt. Doch ist dies hier wohl zulässig, da wir uns einerseits nur ein Bild des Verlaufes machen wollen, andererseits sich auch quantitativ dadurch nicht viel ändert. Sonst wäre c_1 und c_2 etwa wie in der Kahnschen Arbeit (s. S. 2) zu bestimmen.

[2]) Siehe S. 273 und S. 297.

III. Kapitel.

Belastete Maschinen zeigen gegenüber dem Leerlauf zusätzliche Verluste, die sich der Berechnung[1]) noch vollständig entziehen, und der Wirkungsgrad einer Dynamomaschine kann infolgedessen — allerdings auch wegen des unsicheren Koeffizienten der Eisenverluste — erst genau durch den praktischen Versuch ermittelt werden.

Es wurden diese zusätzlichen Verluste zum Teil vollkommen auf das Konto der Eisenverluste geschoben (s. Dettmar, E. T. Z. 1898, S. 252). Dass dies unrichtig ist, und zusätzliche Bürstenverluste von gleicher oder höherer Grössenordnung eintreten können, zeigen die vorliegenden Versuche ebenso, wie die theoretischen Darlegungen von Arnold[2]).

Darüber wie sich diese letzteren Verluste verhalten, liegt überhaupt noch kein experimentelles Material vor; es soll deshalb in diesem letzten Teil der Arbeit noch gezeigt werden, wie sich — wenigstens für die vorliegende Maschine — die Bürstenverluste mit variabler Ankerbelastung ändern, einerseits bei jedesmaliger Einstellung in die normale Lage, andererseits bei konstanter Bürstenstellung.

Es sei dabei ausdrücklich betont, dass diese Untersuchungen mehr qualitativer wie quantitativer Natur sein wollen, d. h. dass sie nur für die vorliegende Maschine die Art der Aenderung der Verluste mit den angeführten Faktoren darstellen; denn um allgemein richtige Formeln in dieser Richtung aufzustellen, müssten derartige Versuche — was sehr wünschenswert wäre — an einer ganzen Anzahl von Maschinen und vor allem an grösseren Typen vorgenommen werden.

Nichtsdestoweniger beansprucht auch die qualitative Seite dieser Frage, da hier noch gar nichts geklärt ist, erhöhtes Interesse des Theoretikers wie vor allem des Praktikers.

Um nun diese Verluste zu ermitteln, können wir von den Differential- oder den Integralkurven ausgehen.

Es sollen beide Methoden gezeigt und kritisch miteinander verglichen werden.

Bei den Integralkurven zunächst können zweierlei Methoden der Berechnung angewandt werden; die erste rohere liefert uns die durch

---

[1]) Natürlich mit Ausnahme der Kupferverluste.

[2]) Derselbe hat auch die Dettmarschen Versuchsresultate, die in seinem Buche Aufnahme gefunden hatten, in der neuesten Auflage weggelassen.

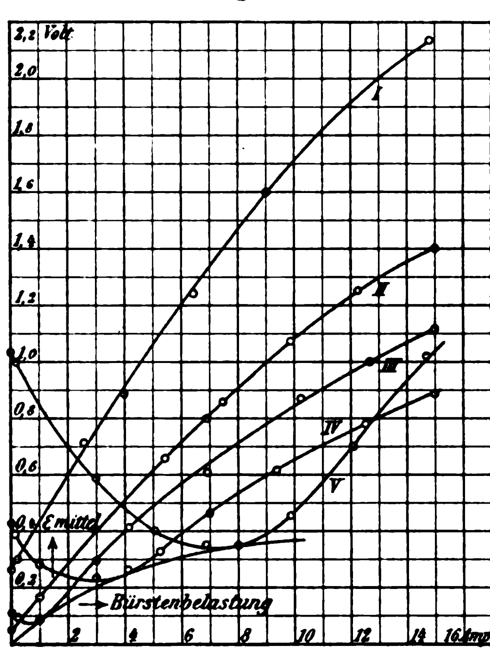
den Strom hervorgerufenen Verluste unter einer Bürste in dem Ausdruck:

$$V_B = \varepsilon_m \, . \, J,$$

die zweite, etwas genauere Methode nach Arnold s. später.

In dieser Formel bedeutet ε_m den aus der Integralkurve ohne Berücksichtigung der Vorzeichen durch Integrieren erhaltenen mittleren Spannungsabfallswert unter der Bürste, J den aus der mittleren Stromdichte berechneten mittleren Belastungsstrom des Bürstenquerschnitts[1]).

Fig. 27.



Es ist klar, dass man hier stets, weil man mit Mittelwerten statt mit Effektivwerten arbeitet, zu niedrige Werte erhalten muss.

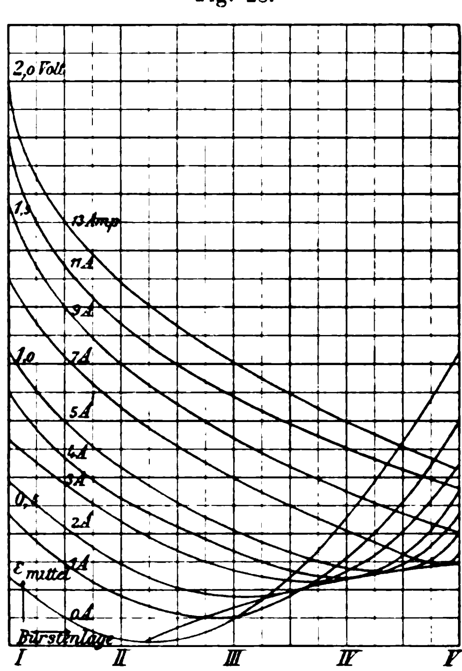
Zwecks Aufstellung der Verlustkurven nach der obigen Formel ist zunächst ε_m durch Integration aus den Integralkurven zu ermitteln. — Die Kurven wurden planimetriert, ε_m für jede einzelne bestimmt, und nun für jede Bürstenlage eine Kurve aufgetragen, welche die Abhängigkeit dieses ε_m von der der Bürste entnommenen Stromstärke darstellt (Fig. 27). Die Kurven zeigen ein deutlich erkennbares Mini-

[1]) Näheres hierüber siehe Arnold, Die Gleichstrommaschine, S. 364 u. 377, sowie bezüglich der beschränkten Richtigkeit die vorliegende Abhandlung S. 310.



mum bei einer ganz bestimmten charakteristischen Stromstärke und ein Anwachsen des Spannungsabfalls nach beiden Seiten hin. Das Minimum zeigt an, dass wir uns für die betreffende Stromstärke in der Nähe der richtigen Bürstenstellung befinden. Aus diesen Kurven ist ferner ersichtlich, dass für Strombelastungen unterhalb dieses Minimums — da grösserer Spannungsabfall nur bei höherer Stromdichte eintreten kann — die Stromdichte unter der Bürste trotzdem wachsen muss, und damit für kleinere Stromstärken wieder höhere Verluste

Fig. 28.



eintreten müssen[1]). — Das Bild wird noch deutlicher, wenn wir aus diesen Kurven eine andere zweite Kurvenschar konstruieren, bei der Kurven aufgestellt werden, die für konstante Stromstärke die Abhängigkeit dieses mittleren Spannungsabfalls von der Bürstenstellung als Abscisse angeben (Fig. 28). Auch diese Kurven zeigen ein deutlich ausgeprägtes Minimum und ein Anwachsen des Spannungsabfalls nach beiden Seiten. Das Minimum gibt die Bürstenstellung an, für die bei der betreffenden Ankerstromstärke bezw. Bürstenbelastung der Spannungsabfall ein Minimum, der Kommutierungsvorgang am günstig-

[1]) Vergl. Fig. 31.

sten wird, so dass wir also die richtige Bürstenstellung erreicht haben. Die Kurven zeigen noch eine charakteristische Erscheinung, sie geben uns nämlich, wenn wir die Minima miteinander verbinden, eine weitere Kurve, die Kurve der Bürstenverschiebung, die uns direkt die richtige Bürsteneinstellung abhängig von der Stromstärke exakt konstruieren lässt (Fig. 29), und die selbst uns das Verhalten des Spannungsabfalls mit wachsender Belastung bei jedesmaliger funkenfreier Einstellung der Bürste zeigt[1]). Wir haben damit als weitere Anwendungsmöglichkeit

Fig. 29.

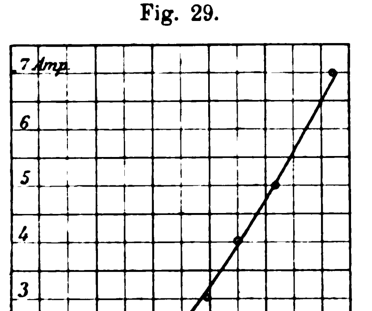
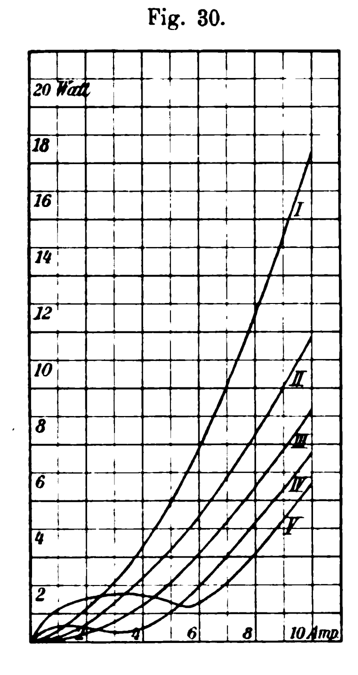


Fig. 30.



der Integralkurven gefunden, dass sich aus ihnen die Kurve der Bürstenverschiebung konstruieren lässt[2]). Es soll dies interessante Resultat nicht weiter diskutiert, sondern nur darauf hingewiesen werden, dass man damit ein Mittel hat, experimentell den Einfluss irgendwelcher konstruktiven Grössen, wie auf den Kommutierungsvorgang überhaupt, so im speziellen auf die Kurve der Bürstenverschiebung — damit beispielsweise auch auf die Frage der Ueberlastungsfähigkeit bei konstanter Bürstenstellung — zu studieren.

Wenn wir nun die gefundenen Werte von ε_m zur Berechnung

[1]) Diskussion dieses Resultats siehe später S. 315.

[2]) Auf gleiche Weise auch aus den Differentialkurven.

der Verluste nach der oben angegebenen Formel verwenden und dabei als mittlere Strombelastung die dem Generator entnommene Stromstärke einführen[1]), so ergeben sich die Kurven Fig. 30.

Eine zweite Methode der Verlustermittelung aus den Integralkurven, die Kurven von ganz ähnlichem Verlauf liefert, gibt Arnold in seinem Buche S. 458 an in der Formel:

$$W_ü = 2 J_a (e_u + s_{u\,eff} R_w f_u),$$

hierin bedeutet:

$W_ü$ die Gesamtübergangsverluste pro Bürste durch Stromwärme, J_a den Ankerstrom, e_u und R_w vom Effektivwert der Stromdichte abhängige Konstante (deren Konstruktion s. Arnold S. 364 bezw. 377); $s_{u\,eff}$ ist der Effektivwert der Stromdichte unter der Bürste, also

$$f_u = \frac{s_{u\,eff}}{s_{u\,mittel}}.$$

(Näheres hierüber sowie über die Konstruktion dieser einzelnen Grössen s. Arnold, Gleichstrommaschine, S. 364 und das auf S. 377 durchgerechnete Beispiel daselbst.)

Hierzu ist zu bemerken, dass auch diese Fassung für die Verluste — wie die vorhergehende — nicht richtig sein kann, selbst wenn wir davon absehen, dass es unrichtig ist, die Integralkurven der Berechnung zu Grunde zu legen, da hierfür — worauf auch Arnold aufmerksam macht — die Effektivwerte der Spannung an jedem Punkt statt der Mittelwerte wie sie in den Integralkurven vorliegen, zu nehmen wären. Denn ein weiterer Fehler bezw. eine nur bedingte Richtigkeit liegt in der Formel selbst. Dieselbe kann nur so lange richtige Werte geben, so lange in keinem Moment des Kommutierungsvorgangs ein Strom in negativer Richtung von Kohle zu Kollektor fliesst. Denn Arnold setzt in der Entwickelung seiner Formel die mittlere Strombelastung $s_m\ F_u = 2 J_a$ (s_m mittlere Stromdichte unter der Bürste, F_u Bürstenfläche, J_a Ankerstrom), was unzulässig ist, sobald obiger Fall eintritt. Ist nämlich in irgend einem Moment die Stromdichte am Auflaufsegment $\frac{J_a - i}{F_u'}$ am Ablaufsegment $\frac{J_a + i}{F_u''}$ (i Kurzschlussstrom, F_u' bezw. F_u'' unter der Bürste befindliche Flächen der beiden Segmente), so ist so lange $i < J_a$ die mittlere Stromdichte:

$$s_m = \frac{\frac{J_a - i}{F_u'} F_u' + \frac{J_a + i}{F_u''} F_u''}{F_u' + F_u''} = \frac{2 J_a}{F_u},$$

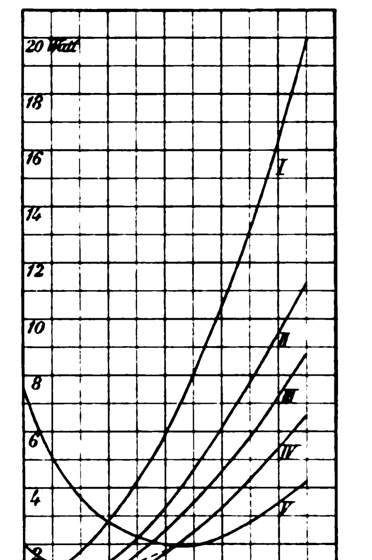
[1]) Kritik hierüber sowie über die erhaltenen Kurven siehe S. 310 unten.

sobald aber $i > J_a$, d. h. ein Strom von Bürste zu Segment fliesst:

$$s_m = \frac{\frac{i - J_a}{F_u'} F_u' + \frac{J_a + i}{F_u''} F_u''}{F_u' + F_u''} = \frac{2i}{F_u} > \frac{2J_a}{F_u}.$$

Sobald demnach an Auflauf- oder Ablaufsegment ein negativer Strom kursiert, gibt die Arnoldsche Methode — ebenso wie die vorhergehende — zu niedrige Werte, d. h. also vor allem je unrichtiger das kommutierende Feld ist, bezw. je weiter die Bürste in oder entgegen der Rotationsrichtung aus der normalen Lage verschoben wurde.

Fig. 31.



Mit diesem letztgenannten Fehler der Methode steht auch in Zusammenhang, dass wir für Leerlauf nach derselben nie Verluste erhalten, was sowohl der Anschauung widerspricht — da ja stets ein Kurzschlussstrom fliesst — wie auch unseren Versuchen, denn diese zeigen, dass bei Leerlauf stets auch Spannungsabfall, und zwar unter Umständen sogar von sehr beträchtlicher Grösse, damit natürlich auch Verlust von gleicher Grössenordnung vorhanden ist.

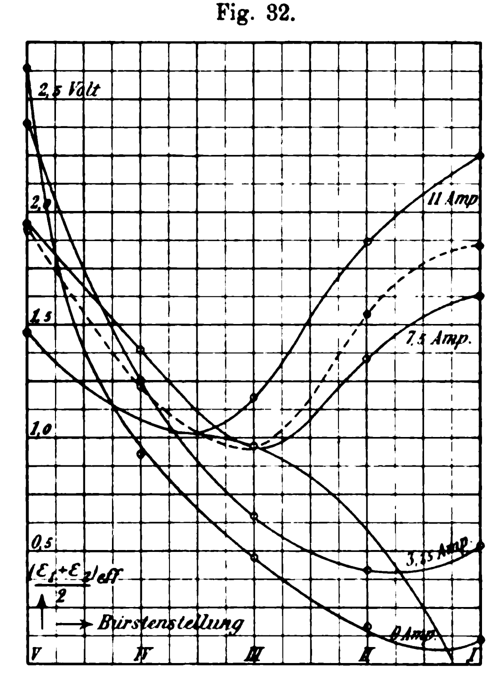
Es wurde bereits erwähnt, dass die nach Arnold ermittelten Kurven den wesentlichen Verlauf wie die in Fig. 30 gezeichneten besitzen, es mag nicht unerwähnt bleiben, dass sich wenigstens der letzte Fehler der Methode beheben lässt; man erhält dann die richtigen Kurven Fig. 31, die uns zeigen, dass bei konstanter Bürstenstellung ein Verlustminimum bei der Stromstärke vorhanden ist, für die diese Stellung normal ist, und dass sowohl bei höherer wie geringerer[1]) Stromstärke die Verluste wieder zunehmen, so dass auch bei Leerlauf Verluste vorhanden sind. Auf die Konstruktion soll hier nicht näher eingegangen werden, da die Verlustkurve besser aus den Differentialkurven ermittelt wird; der gleichartige Verlauf der hieraus erhaltenen Kurven wird dortselbst noch eingehender behandelt werden.

[1]) Bei geringerer Stromstärke weniger stark.

Die Ermittelung aus den Differentialkurven ist vorzuziehen, denn der Entwickelung der Verluste aus den Integralkurven haftet — selbst nach Beseitigung der durch die Nichtberücksichtigung negativer Stromdichten entstandenen Fehler — immer noch der nicht zu beseitigende Mangel an, dass sie mit Mittelwerten statt mit Effektivwerten arbeitet.

Wenden wir uns aber zu den Differentialkurven, so gelingt es sofort, auch diesen Fehler in Wegfall zu bringen, da sie uns ermög-

Fig. 32.



lichen, die Effektivwerte des Spannungsabfalls unter jedem Punkt der Bürste anzugeben.

Es wurden zunächst die Effektivwerte[1]) des Spannungsabfalls unter der Ablaufkante bei verschiedenen Stellungen der Bürste im Feld und bei verschiedenen Belastungen aus den entsprechenden Differentialkurven ermittelt. Fig. 32, welche uns für verschiedene Stromstärken die Abhängigkeit dieses Spannungsabfalls von der Bürstenstellung zeigt, lässt uns die Kurvenformen wieder erkennen, die ganz allgemein für diesen Vorgang charakteristisch sind[2]), von dem Mini-

[1]) Und zwar immer die mittleren aus einer Reihe von Aufnahmen.

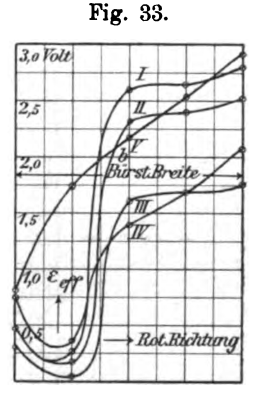
[2]) Vergl. Fig. 28.

mum — an der Stelle der für die betreffende Belastung richtigen Bürstenstellung — aus nach beiden Seiten anwachsend mit einer Potenz der Abscisse.

Es lassen sich natürlich aus diesen Kurven ähnliche Schlüsse ziehen, wie aus denen[1]) Fig. 28.

Es wurde ferner für eine bestimmte Stromstärke 7,5 Amp. die Verteilung des effektiven Spannungsabfalls über den Bürstenquerschnitt ermittelt, indem man diesen für fünf Punkte des Querschnitts aus den Differentialkurven konstruierte. Die sich so ergebende Kurve der Verteilung des effektiven Spannungsabfalls über den Bürstenquerschnitt liegt für die Belastung 7,5 Amp. vor bei fünf verschiedenen Bürstenstellungen in Fig. 33, aus der also die Aenderungen entnommen werden können, die diese Verteilung bei Verschiebung der Bürste im Feld erfährt. Die Verteilung zeigt deutlich, wie die Austrittskante hier am stärksten beansprucht ist, und wie diese übernormale Beanspruchung um so geringer wird, je mehr wir uns der richtigen Bürstenstellung nähern, von der aus sie bei Verschiebung nach beiden Seiten hin rasch zunimmt. Gleiches gilt übrigens, wenn auch in geringerem Grade von der Eintrittskante.

Fig. 33.

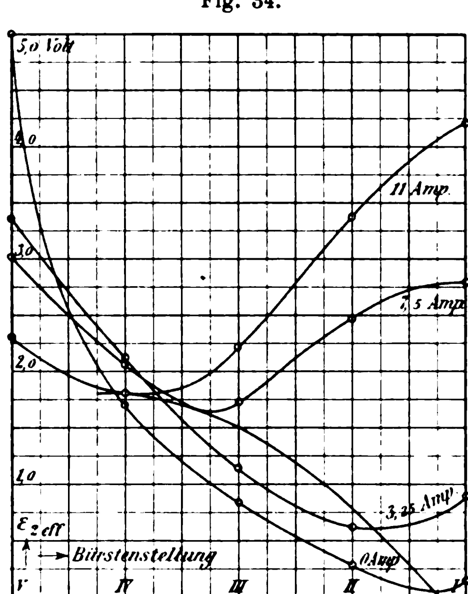


Dass die Schlusspartien der Bürste allgemein mehr beansprucht sind, als die Eintrittspartien, liegt hier zum Teil auch an der bereits des öfteren erwähnten unregelmässigen Spitzenbildung. Der Kurven-

[1]) Um zu zeigen, wie vielseitig die aus den Differentialkurven zu ziehenden Resultate sind, sei hier beispielsweise folgendes erwähnt: Trägt man abhängig von der Bürstenverschiebung die Endspannung auf, die sich im Moment des Ablaufs eines Segments ergibt, so erhält man, dass dieser Endspannungsabfall — der ja auch häufig in der Litteratur als Funkenspannung etc. bezeichnet wird (vergl. E. T. Z. 1902, Heft 39, Rothert) — für Leerlauf etwas stärker als die dritte Potenz der Entfernung der Bürstenlage aus der Neutralen wächst. Es stimmt dies genau damit überein, dass auch das Feld von diesem Punkte bis zur Polkante nach dem Gesetz verläuft $H = c \cdot x^3$, wobei x die Entfernung der betreffenden Feldstelle von der Neutralen, H die Feldintensität bedeutet; i_z und damit ε_2 (vergl. S. 286 u. 281) wachsen aber mit $\int_0^x e\,dx = \int_a^{a+b} c \cdot x^3\,dx = c_1 a^3 + c_2 a^2 + c_3 a + c_4$ (wenn a die Entfernung der Bürste aus der Neutralen, b Bürstenbreite, $c_1 \ldots$ Konstante bedeuten), also in erster Annäherung mit a^3.

verlauf würde sich sonst auch hier mehr „parabelförmig“ [1]) gestalten. Der planimetrische Mittelwert einer solchen Verteilungskurve gibt uns korrekt den mittleren Effektivwert des Spannungsabfalls zwischen Kollektor und Bürste. In allererster Annäherung dürfte es, wenn nur die Differentialkurven von Ein- und Austrittskante vorliegen, für jenen Mittelwert auch genügen, das arithmetrische Mittel der aus diesen beiden Kurven erhalten Effektivwerte (statt aus fünf Werten wie oben) zu bilden. Diese mittleren Spannungsabfälle sind in Kurven konstanter

Fig. 34.



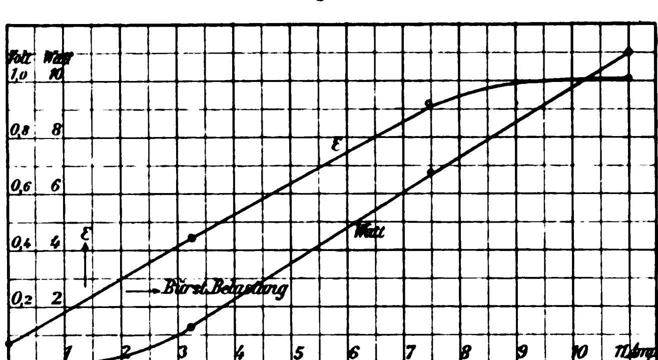
Belastung abhängig von der Bürstenstellung für Leerlauf und drei verschiedene Belastungen dargestellt (Fig. 34). Sie haben natürlicherweise ähnlichen Verlauf wie die Kurven, die den effektiven Spannungsabfallwert unter der Austrittskante allein darstellten. Die Abweichung der genaueren (aus fünf Punkten unter der Bürste statt aus zwei) erhaltenen Werte zeigt uns die aus Fig. 33 durch Planimetrieren gewonnene Kurve, die in Fig. 34 gestrichelt eingezeichnet ist. Die Abweichungen sind, wie ersichtlich, gering, besonders in der Nähe der normalen Bürstenstellung, was ja klar ist deshalb, weil für diese

[1]) Der Beweis für diese Behauptung ist im Anhang enthalten, wo in Fig. 42 die Verteilung des effektiven Spannungsabfalls über den Querschnitt für eine Maschine gegeben ist, bei der die Spitzenerscheinung nicht auftritt.

Punkte an und für sich die geringsten Differenzen zwischen Ein- und Austrittskante bestehen.

Nachdem so für eine Reihe von Belastungen die Abhängigkeit des mittleren Spannungsabfallseffektivwertes von der Bürstenstellung bei konstanter Belastung vorliegt, können wir aus ihnen für jede Belastung die Bürstenstellung ermitteln, die als normale das Minimum des Spannungsabfalls besitzt, und wir können uns dann eine weitere Kurve konstruieren, die uns angibt, wie sich dieser Spannungsabfall abhängig von der Belastung ändert, wenn wir jedesmal auf normale Bürstenstellung einstellen (Fig. 35). Die Kurve zeigt uns mit wachsen-

Fig. 35.



der Belastung ein allmähliches Anwachsen des Spannungsabfalls bei niedrigen Stromdichten, annähernde Konstanz bei normalen Stromdichten[1]).

Es ist damit ein experimenteller Nachweis dafür geliefert, dass die Kurven, welche man für die Aenderung von Kohlenübergangswiderständen mit wachsender Belastung ermittelt hat, hier thatsächlich auch gelten; denn konstruiert man aus jenen Kurven die Kurve des Spannungsabfalls, so ergibt sich auch bei ihnen allmähliches Anwachsen desselben bei niederer, annähernde Konstanz des Spannungsabfalls bei höherer Stromdichte. — Von etwa $\frac{2 \text{ Amp.}}{\text{cm}^2}$ ab kann also wirklich der Spannungsabfall nach unseren Resultaten als konstant angesehen werden.

[1]) Genau das gleiche Verhalten zeigt die aus den Integralkurven gewonnene Kurve in Fig. 27, die sich von dieser nur quantitativ unterscheidet, weil Effektivwerte und Mittelwerte auch hier wegen der Spitzen nicht identisch sind.



Nun gilt weiter in genügender Annäherung für normale Bürstenstellung, dass die mittlere Strombelastung thatsächlich gleich $2J_a$ gesetzt werden kann — für andere Bürstenstellungen gilt dies natürlich nicht[1]) und für Leerlauf müssen wir auch bei normaler Bürstenstellung von dem, wenn auch kleinen, so doch vorhandenen Kurzschlussstrom absehen. Mit Hilfe dieser Ueberlegung können wir uns nun aus obiger Kurve (Fig. 35) eine weitere berechnen, welche angibt, wie die Uebergangsverluste bei jedesmaliger Einstellung auf normale Bürstenstellung mit wachsender Belastung zunehmen.

Dieselben ergeben sich, indem wir die Werte des (minimal möglichen) Spannungsabfalls aus Fig. 35 multiplizieren mit der zugehörigen Stromstärke. Die erhaltene Kurve (Fig. 35) steigt anfänglich mit einer höher als linearen Potenz von $2J_a$, später bei normaler Stromdichte geradlinig mit dem Strom $2J_a$ an; auch dieses Ergebnis ist demnach eine vollkommene Bestätigung der Theorie[2]). — Wir sind somit auf Grund unserer Kurven zu dem überaus wichtigen Resultat gekommen, dass bei jedesmaliger normaler Bürstenstellung für normale Stromdichten — nicht aber für abnormal kleine — der Spannungsabfall nahezu konstant bleibt, die Wattverluste also mit dem Belastungsstrom linear zunehmen[3]).

Wenn wir nun aus den Differentialkurven die Verluste auch für irgendwelche andere Bürstenstellungen ermitteln wollen, eine Aufgabe, die, wie wir sahen, die Integralkurven nicht einwandfrei zu lösen vermochten, so ist zunächst folgende Ueberlegung nötig: Man denkt sich die Bürste in eine Anzahl Zonen vom Querschnitt q zerlegt, in jeder von welchen eine Differentialkurve aufgenommen wurde. Für jede dieser Zonen ist der Verlust:

$$V_B' = \frac{1}{T}\int_0^T \varepsilon_t \,.\, i_t \, d\,t = \frac{1}{T}\int_0^T \varepsilon_t \,.\, \frac{i_t}{q} \,.\, q \,.\, d\,t,$$

---

[1]) Vergl. S. 310.

[2]) Das gleiche Resultat liefern auch die nach der korrigierten Methode aus den Integralkurven bestimmten Verluste (s. Fig. 31); auch hier erhält man, wenn man die Kurve der Verluste bei jedesmaliger normaler Bürstenstellung konstruiert, ein anfänglich stärkeres, später geradliniges Anwachsen mit $2J_a$.

[3]) Damit sind die Ergebnisse der Untersuchungen von Blathy, E. T. Z. 1896, S. 461 u. 546 und Dettmar, E. T. Z. 1898, S. 252, über zusätzliche Eisenverluste und die daran geknüpften theoretischen Erörterungen (z. B. E. T. Z. 1896, S. 550) hinfällig, da hier eine quadratische statt lineare Abhängigkeit zu Grunde gelegt wird.

wenn ε_t und i_t den unter der betreffenden Zone zur Zeit t vorhandenen Spannungsabfall bezw. Strom bedeuten.

Da nun

$$\varepsilon_t = c_1 + c_2 \cdot \frac{i_t}{q} \text{ oder } \frac{i_t}{q} = \frac{\varepsilon_t - c_1}{c_2} \text{ (s. S. 283),}$$

so ist:

$$V_B' = \frac{q}{T} \int_0^T \varepsilon_t \cdot \frac{\varepsilon_t - c_1}{c_2} \, d\,t,$$

oder in erster Annäherung für $c_1 = 0$:

$$V_B' = \frac{q}{T} \int_0^T \frac{\varepsilon_t^2}{c_2} \, d\,t.$$

Wenn wir demnach aus der für jede Zone aufgenommenen Differentialkurve den Quadratwert der jedesmaligen Effektivspannung bilden ($\int_0^T \varepsilon_t^2 \, d\,t$) und diese Quadratwerte sämtlicher Zonen addieren, so erhalten wir einen Wert, dem der Wattverlust unter der Bürste

$$\int_{x=0}^{x=b} d\,x \cdot \frac{q}{T \cdot c_2} \int_{t=0}^{t=T} \varepsilon_t^2 \, d\,t$$

proportional ist.

Diese Methode der Verlustermittelung setzt indes voraus, dass c_2 thatächlich eine Konstante ist, d. h. der Kollektor vollkommen rund läuft. Da dies hier nicht der Fall ist, müssen wir eine zweite Methode anwenden, die sich durch ihre Einfachheit auszeichnet, sowie dadurch, dass sie ausser den bei der Konstruktion der Kurzschlussstromkurven gemachten weiter keine Voraussetzungen enthält.

Der Bürstenverlust setzt sich nämlich in jedem Moment zusammen aus dem Verlust am auflaufenden und am ablaufenden Segment.

$$d\,V_B = \varepsilon_1 \,(J - i)\; d\,t + \varepsilon_2 \,(J + i)\; d\,t.$$

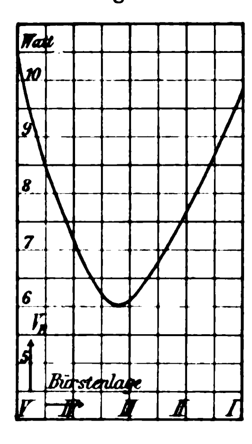
Hierin bedeutet $d\,V_B$ den während des Zeitelements $d\,t$ vorhandenen Verlust in einem bestimmten Moment, in welchem der Momentanwert des Spannungsabfalls an Eintritts- bezw. Austrittssegment ε_1 bezw. ε_2, der in der Kurzschlussspule fliessende Strom i ist.

Der Gesamtverlust ist dann im Mittel in der Sekunde:

$$V_B = \frac{1}{T} \left[\int \varepsilon_1 \,(J - i)\, d\,t + \int \varepsilon_2 \,(J + i)\, d\,t \right].$$

Man wird demnach aus den Differentialkurven (vergl. S. 302) zunächst die Kurzschlussstromkurve konstruieren. Hieraus kann für jeden Moment (von $t = 0$ bis $t = T$) i und damit $(J + i)$ bezw. $(J - i)$ gefunden werden. Die zum gleichen Wert von t gehörigen Werte von ε_1 bezw. ε_2 sind direkt der Differentialkurve der Ein- bezw. Austrittskante zu entnehmen. Bildet man hieraus nunmehr die Produkte $\varepsilon_1 (J - i)$ bezw. $\varepsilon_2 (J + i)$ für jeden Moment und summiert diese Grössen von $t = 0$ bis $t = T$, so erhält man — wenn man den T^{ten} Teil der Summe nimmt — den Verlust pro Sekunde V_B. Der Vorteil dieser Methode liegt vor allem auch darin, dass man nur zwei Differentialkurven an Auflauf- und Ablaufkante aufzunehmen braucht.

Fig. 36.



Nach dieser Methode wurden unter Zuhilfenahme der früher konstruierten Kurzschlussstromkurven (Fig. 26) die Verluste, die für eine Bürstenbelastung von 7,5 Amp. bei fünf verschiedenen Bürstenstellungen auftreten, ermittelt; die Kurve, welche diese Abhängigkeit darstellt, liegt vor in Fig. 36, und wir sehen daraus, dass die Verluste ein Minimum sind bei einer Bürstenstellung[1]) zwischen III und IV, die wir dann als normale Bürstenstellung bezeichnen, und dass die Verluste mit einer überlinearen Potenz der Bürstenverschiebung von hier aus nach beiden Seiten hin rasch anwachsen, so dass schon eine relativ geringe Bürstenverschiebung starkes Anwachsen der Verluste bewirkt.

Um den Gegenstand noch nach einer weiteren Seite zu beleuchten, sind in Fig. 37 Kurven angegeben, die uns den aus den Integralkurven abgeleiteten mittleren Spannungsabfall[2]) ε_m zeigen, wie er sich bei verschiedenen Errègungen der Maschine verhält, und zwar für einen Generator bei mittlerer Bürstenstellung, für einen Motor bei zu grosser Verschiebung in Rotationsrichtung (= Generatorbürsten entgegen derselben). Es zeigen sich hierin die grossen Differenzen, die bei verschiedenen Bürstenstellungen eintreten, mit grosser Deutlichkeit.

Fassen wir die wichtigsten Ergebnisse dieses Kapitels kurz zusammen, so ergibt sich:

---

[1]) Vergl. Fig. 7.

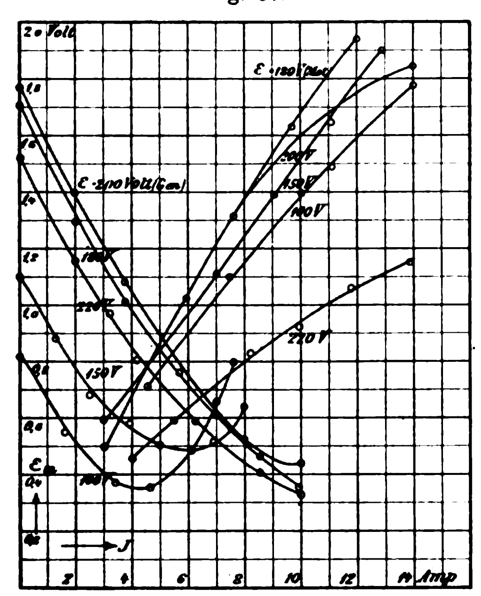
[2]) Wegen der Bedeutung von ε_m vergl. S. 307.

A. In Hinsicht auf die Veränderlichkeit des Spannungsabfalls unter der Bürste (und zwar sowohl des mittleren, wie des effektiven).

1. Derselbe ist konstant und unabhängig von der Belastung bei richtiger Bürstenstellung für normale nicht zu kleine Stromdichten

$$\left(\text{über ca. } \frac{2 \text{ Amp.}}{\text{cm}^2}\right).$$

Fig. 37.



2. Er hat bei konstanter Bürstenstellung sein Minimum bei der Belastung, für welche diese Stellung normal ist und wächst rasch an, sowohl bei grösseren wie bei kleineren Belastungen.

3. Bei konstanter Belastung hat er wieder seinen normalen Wert bei der für diese Belastung richtigen Bürstenstellung; bei Verschiebung in oder gegen die Rotationsrichtung nimmt er mit einer überlinearen Potenz dieser Verschiebung zu.

B. In Hinsicht auf die Veränderlichkeit der Uebergangsverluste.

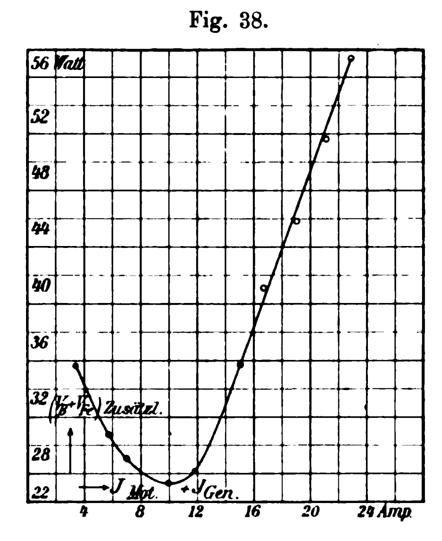
1. Die Uebergangsverluste wachsen bei normalen Stromdichten linear mit der Bürstenbelastung bei richtiger Bürstenstellung.

2. Die Uebergangsverluste haben bei konstanter Bürstenstellung ein Minimum bei der Belastung, für welche die Stellung normal

ist. Sie wachsen mit einer Potenz der grösseren oder geringeren Stromstärke von da ab nach beiden Seiten hin. Bei zu starker Verschiebung in Rotationsrichtung nimmt also mit wachsender Belastung der bereits bei Leerlauf sehr hohe Verlust weiterhin ab. Bei Verschiebung über die für Leerlauf normale Lage entgegen der Rotationsrichtung nimmt der bereits bei Leerlauf übernormale Verlust weiterhin mit einer Potenz der Belastung zu.

3. Die Uebergangsverluste bei **konstanter Belastung** haben wieder ihr Minimum bei richtiger Bürstenstellung und wachsen mit einer überlinearen Potenz der Bürstenverschiebung nach beiden Seiten hin rasch an.

Fig. 38.



Da derartige Arbeiten wie die vorliegende im allgemeinen nicht nur vorhandene Fragen lösen sollen, sondern auch gleichzeitig Anregung zu neuen Arbeiten zu geben, so möchte ich nicht schliessen, ohne noch eines weiteren Gebietes zu gedenken, das nunmehr abbaufähig wird. Die Frage nach der Möglichkeit der experimentellen Bestimmung der Bürstenverluste, insoweit sie zusätzlich sind, dürfte hiermit wohl erledigt sein. Die Möglichkeit ihrer Bestimmung aber erlaubt uns ferner, auch der Frage der zusätzlichen Eisenverluste näher zu treten.

Der Verfasser stellte folgenden Versuch an: Es wurden zwei gleiche Maschinen miteinander gekuppelt, fremd erregt, die eine als Motor von einem Netz aus betrieben, die andere als Generator auf dasselbe Netz zurückgeschaltet, die Belastung beider in weiten Grenzen variiert. Die Anordnung erlaubt die Verlustsumme als absolute Grösse

mit ziemlicher Genauigkeit festzustellen und die „zusätzlichen“ (Eisen- und Bürsten-)Verluste aus diesen herauszuschälen[1]). Nach Subtraktion der jetzt bestimmbaren zusätzlichen Bürstenverluste restieren — im ganzen — zusätzliche Eisenverluste. Es wurde weiter mit Hilfsspule und Kontaktmacher die Aenderung der Maximalinduktion B_{max} im Luftraum aufgenommen, und es ergab sich, dass die zusätzlichen Eisenverluste dabei mit einer Potenz von B_{max} zunahmen, die nicht höher als 1,6 lag[2]). Diese Versuche sind indes noch nicht abgeschlossen und hier nur angeführt als ein durch die vorliegende Arbeit lösbar gewordenes Problem.

Anhang.

Es wurde im II. Kapitel (S. 295) bewiesen, dass die bei den Differentialkurven auftretenden Spitzenbildungen, die durch kein Mittel bei der vorliegenden Maschine beseitigt werden konnten, nur auf einem leichten Vibrieren bezw. Kanten der Bürste beruhen können. Es lag nahe, auch noch den experimentellen Beweis dafür beizubringen, indem man die Kurven an einer anderen Maschine aufnahm. Dies konnte nach Beendigung der vorliegenden Versuche noch bewirkt werden und die Resultate dieser Aufnahmen seien im folgenden noch kurz angeführt. — Nochmalige Erklärungen würden hierbei nur Wiederholungen bedeuten, und es sei deshalb vorausgeschickt, dass die aufgenommenen Kurven sowohl, wie die aus ihnen abgeleiteten, die früher gebrachte Theorie und die bereits gezogenen Schlussfolgerungen vollkommen bestätigen.

Die Versuche wurden ausgeführt an einer Maschine von Siemens & Halske, Wien, die normal bei einer Spannung von 300 Volt und 1500 Touren pro Minute 50 Amp. leistet. Der Ankerdurchmesser ist

---

[1]) Die Kurve der zusätzlichen Verluste wurde für einen Fall (Klemmspannung E = 150 Volt Tourenzahl n = 1400) beigelegt, da sie vortrefflich illustriert (Fig. 38), dass in der That die Verlustkurven gegen die Stromstärke Null hin nicht, wie sich nach Arnold ergeben würde, durch den Nullpunkt gehen müssen, sondern dass gegen Leerlauf zu die zusätzlichen Verluste auch wieder zunehmen können, wie das Experiment hier vollkommen einwandfrei ergibt. Die Bürsten des Generators waren dabei etwa in Stellung V, die des Motors in Stellung III (vergl. Fig. 7).

[2]) Es ist natürlich, dass bei Maschinen mit sehr hohen Zahnsättigungen, mit Ventilationsschlitzen und massiven Polschuhen die Potenz von B eine höhere sein wird.



27 cm, der Kollektordurchmesser der (vierpoligen) Maschine 21,2 cm, Anzahl der Kollektorsegmente 93, Isolationsdicke $\delta = 0,8$ mm, Segmentbreite 7,15 mm, Dimensionen der Kohlenbürsten[1]) an der Lauffläche 2,5 × 1,2 cm. Der Kollektor der Maschine war frisch abgedreht.

Fig. 39.

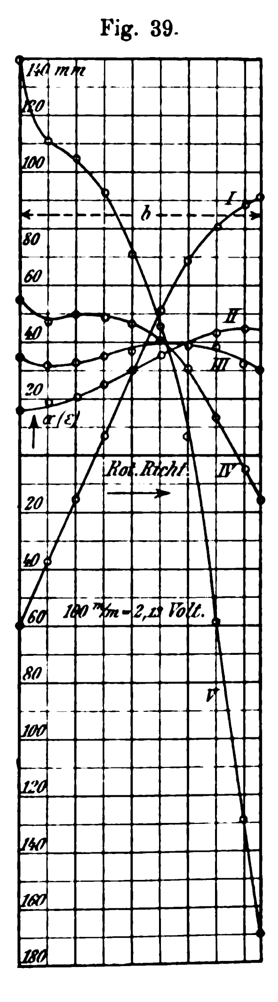
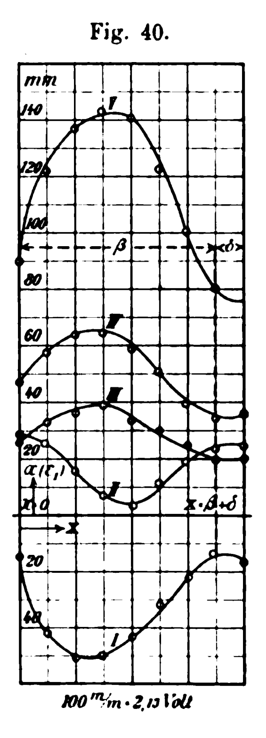


Fig. 40.



Es soll hierbei sofort erwähnt werden, dass die Bürste hier mehr als ein Kollektorsegment bedeckt, und dass infolgedessen[2]) alle Kontraste während des Kommutierungsvorgangs hier etwas gedämpft werden. —

[1]) Vorhanden je vier Bürsten pro Abnahmestelle, von denen zwei abgehoben waren; beim Versuch n = 1000 verwendet.

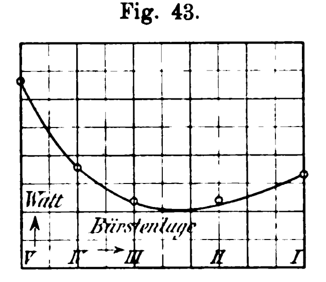
[2]) Näheres vergl. Arnold, Gleichstrommaschine, S. 322.

Die Aufnahmen wurden bei einer Strombelastung von 20 Amp. $\left(= 3{,}3 \frac{\text{Amp.}}{\text{cm}^2}\right.$ der Bürstenfläche$\left.\right)$ gemacht, und zwar liegen für diese Stromstärke und für fünf verschiedene Stellungen der Bürste im Feld[1]) vor die Integralkurven (Fig. 39), die Differentialkurven der Ein- und

Fig. 41.

Fig. 42.

Fig. 43.



Austrittskante der Bürste (Fig. 40, 41) und die Verteilung des effektiven Spannungsabfalls unter der Bürste (Fig. 42). Endlich wurde auch (nach der S. 316 angegebenen Methode) die Kurve der Bürstenübergangsverluste konstruiert, die sich bei konstanter Belastung abhängig von der Bürstenstellung ergeben (Fig. 43).

---

[1]) Hierbei ist Stellung II Normalbürstenstellung bei Leerlauf, V die am weitesten in Rotationsrichtung verschobene Stellung, von der wir weiterschreitend bis I, der am weitesten entgegen der Rotation verschobenen Lage, gelangen; dabei ist Verschiebung V—IV und IV—III eine Verschiebung um je 1 Lamellenteilung, III—II und II—I um je $1^1/_2$ Lamellenteilungen.

Die Kurven sind vollkommen in Uebereinstimmung mit unseren bisherigen Ausführungen. Desgleichen bestätigt auch hier der Versuch, dass der effektive Spannungsabfall bei richtiger Bürstenstellung und normalen Stromdichten ziemlich konstant ist.

Hinzuzufügen wäre noch, dass die Gegenüberstellung dieser Versuche mit den früheren uns vor Augen führt, welch grosser Wert auf richtige Bürstenkonstruktion und einwandfreies Rundlaufen des Kollektors zu legen ist.

Wenn wir den Gedankengang der vorliegenden Arbeit noch einmal überblicken, so ergibt sich:

Nachdem, wie in der Einleitung konstatiert wurde, in der Litteratur des öfteren das Bedürfnis auftauchte, nach experimenteller Erforschung der Kommutatorvorgänge und Spannungszustände unter den Bürsten, im speziellen bei Aenderung der Bürstenstellung im Felde, haben wir uns zur Aufgabe gestellt, diese Frage zu behandeln, und zunächst Methoden ersonnen, die uns ermöglichten, die Vorgänge experimentell zu erforschen. Hierauf wurde die qualitative Uebereinstimmung der experimentell erkundeten Thatsachen mit der Theorie nachgewiesen und schliesslich eine Reihe von Resultaten aus diesen Versuchen gezogen in Bezug auf Spannungsverluste und Wattverluste bei verschiedenen Stromstärken und verschiedenen Bürstenlagen im allgemeinen wie ganz speziell bei günstigster Bürstenlage. — Und da nun jede naturwissenschaftliche Arbeit nicht nur darin ihre Bedeutung hat, dass — wenn wir eine weitere Wissensstufe erreicht haben — wir nunmehr ein weiteres Gebiet beherrschen, sondern auch dadurch, dass das bezwungene Gebiet fortan als Grundlage für ein Weiterforschen dienen kann, so wurde zum Schlusse noch gezeigt, nach welchen Richtungen hin die Arbeit Anregungen zu weiteren Forschungen gegeben hat.

Möge sie damit die Aufgabe jeder praktisch naturwissenschaftlichen Arbeit erfüllt haben, alte Fragen zu lösen und so zur Lösung neuer das Feld vorzubereiten.

Kritische Betrachtungen über die von den fahrenden Eisenbahnzügen unmittelbar thätig zu machenden Stromschalter.

Von

Oberingenieur **L. Kohlfürst**, Kaplitz.

Mit 48 Abbildungen.

---

1. Eine grosse Zahl der Eisenbahnsignale und Sicherungseinrichtungen, darunter gerade die heikligsten und wichtigsten, werden von den Eisenbahnzügen selber gesteuert und alle diese Anordnungen sind auf den elektrischen Betrieb angewiesen, sobald die Stelle, wo der Zug seinen Einfluss ausüben soll, und jene Stelle, wo sich die Wirkung dieser Einflussnahme zu äussern hat, in einem grösseren Abstande voneinander liegen. Zu diesem Zwecke müssen also Vermittlungsvorrichtungen vorhanden sein, welche die fahrenden Züge, ohne deren Lauf irgendwie zu stören oder zu gefährden, in stand setzen, an gewissen Punkten der Fahrstrecke, oder auch während der ganzen Fahrt innerhalb gewisser Bahnabschnitte, in den zugehörigen elektrischen Schliessungskreisen ganz bestimmte Stromzustände herzustellen, denen zufolge sich dann in der Entfernung diejenigen Arbeitsleistungen vollziehen, um welche es sich gedachten Falles handelt. Diese Vorrichtungen bilden also einen unentbehrlichen Hauptteil der gedachten, selbstthätigen Anlagen und bei der Erwägung, ob die eine oder die andere derselben die erforderliche Eignung besitzt, wird um so gewissenhafter und strenger vorzugehen sein, als hierin die Bedürfnisse so sehr auseinander gehen. In dem einen Falle wird nämlich vielleicht die einfachste, billigste Anordnung vollkommen Genüge leisten, während in einem anderen Falle selbst die vorzüglichste Ausführung noch immer als kaum zureichend gelten kann. Massgebend bleibt hierin natürlich in erster Linie die Gesamtheit aller jener mechanischen und sonstigen Einflüsse, welchen die Stromschalter im Betriebe unterworfen sind und von denen ihre prompte, unveränderliche Arbeitsfähigkeit, bezw. ihre Abnützung und ihr Verschleiss abhängt.

Für die in Betracht kommenden elektrischen Signal- und sonstigen Einrichtungen spielen also die in Rede stehenden Schalter genau dieselbe Rolle wie bei den elektrischen Telegraphen die „Geber“ oder „Sender“, während den ersteren die Rolle der „Empfänger“ zufällt und je nachdem diese für den Betrieb mit Arbeitsstrom, Ruhestrom, Gegenstrom oder Wechselstrom u. s. w. eingerichtet sind, werden eben auch die zugehörigen Schaltvorrichtungen als Stromschliesser, Stromunterbrecher, Stromwender oder Linienwechsler durchgeführt sein müssen. So oder so ist es entweder lediglich der Raddruck bei den Zügen, der den Schalter thätig macht, oder irgend ein besonderer Teil, der unter den Radgestellen oder auch derart an den Fahrzeugen angebracht ist, dass er über die Umgrenzung des lichten Raumes hinausragt und während der Fahrt oder auch nur während der Vorbeifahrt auf die Stromschaltvorrichtungen einen mechanischen Antrieb ausübt oder auch gleich selbst als Stromweg dient, oder endlich es sind die Metallmassen der Eisenbahnfahrzeuge selbst, nämlich Untergestelle, Räder und Achsen, welche ohne weiteres zur Vermittlung von Stromwegen ausgenützt werden.

Bei allen diesen Anordnungen lassen sich hinsichtlich des Ansprechens zwei Hauptformen unterscheiden, nämlich zuvörderst die im allgemeinen einfachere Form, bei welcher die Fahrtrichtung der Züge keinerlei Einfluss auf die Thätigkeit des Stromschalters ausübt, so dass dieser seine regelrechte Arbeit ganz in derselben Weise durchführt, ob nun der die Stelle befahrende Zug aus der einen oder aus der anderen Richtung eintrifft, während bei der zweiten Form immer bloss die Züge einer einzigen, bestimmten Fahrtrichtung den Stromschalter wirksam machen können. Eine andere Zweiteilung lässt sich hinsichtlich der Arbeitsdauer der Schaltvorrichtungen aufstellen, insofern es solche gibt, die beim Vorbeikommen der Züge nur vorübergehend thätig gemacht werden, oder auch solche, welche so lange in Thätigkeit verbleiben, als sich der erregende Zug in einem bestimmten Bahnabschnitte aufhält. In der ersteren dieser zwei Gruppen sind dann wieder solche Stromschalter zu unterscheiden, die nur in kurzen Augenblicken, gleichsam stossweise ihre Arbeit verrichten, sowie andere, bei denen diese Arbeitsleistung in eine länger währende, stetige Stromschliessung oder Stromunterbrechung u. s. w. umgewandelt ist, sei es durch die natürliche Anordnung selbst, insbesondere vermöge grösserer Abmessungen der stromleitenden Teile, sei es durch die Beihilfe besonderer Verzögerungsvorrichtungen. Im allgemeinen wird eine längerwährende, gleichmässige Arbeit des Stromschalters

eine um so sicherere Wirkung in den Schliessungskreisen erzielen lassen und deshalb werden also auch derartige Einrichtungen den stossweise arbeitenden in der Regel vorzuziehen sein. Eigenartige Vorzüge besitzen auch jene Formen der Stromschalterbethätigung, bei welchen die Wirkung jedes Zuges während der Dauer seines Aufenthaltes innerhalb eines gewissen Bahnabschnittes gleichmässig bestehen bleibt.

Den Stromschaltern sind schliesslich noch gewisse Vorrichtungen zuzuordnen, welche in ähnlicher Weise wie die ersteren durch die fahrenden Züge wirksam gemacht werden, sich aber von den eigentlichen Schaltvorrichtungen auf der Strecke dadurch unterscheiden, dass sie bei ihrer Bethätigung nicht bloss Stromwege öffnen oder schliessen oder dergl., sondern gleich selbst die Wirkung von Stromquellen ausüben.

2. In Anbetracht der so sehr ungleichen Dichte und Form des Verkehrs, sowie mit Rücksicht auf die verschiedene bauliche Durchführung und Betriebsweise der Eisenbahnen erscheint es erklärlich, dass kaum irgend eine Hilfsvorrichtung für Signalanlagen in grösserer Zahl und mannigfacheren Anordnungen auszuführen versucht worden ist, als die genannten Schalter. Anderseits lässt sich aber auch nicht verhehlen, dass unter der grossen Masse viel Mangelhaftes und Verfehltes vorhanden ist, sowie dass trotz mancher einfacher, ganz sinnreicher und vortrefflicher Ausführungen, namentlich für den Dienst auf Vollbahnen, das Erreichte nicht immer in dem Masse befriedigt, als es erwünscht wäre. Diese Erscheinung kann allerdings nicht Wunder nehmen, wenn man die Gewalten in Erwägung zieht, welchen auf den Vollbahnen die in Rede stehenden Vorrichtungen — falls dieselben nicht etwa aus dem laufenden Eisenbahngleis selber bestehen — bei den derzeitigen Zuggeschwindigkeiten und Radbelastungen ausgesetzt sind. Auf den Leichtbahnen stellt sich allerdings die Sachlage als weniger schwierig heraus, weil hier die Stromschalter vorwiegend nur durch die grosse Zahl der aufeinander folgenden Bethätigungen stark in Anspruch genommen werden, wogegen sie selten oder nie durch grossen Raddruck zu leiden haben. Unter allen Umständen und auf Bahnen jeder Ordnung sollen jedoch die von den fahrenden Zügen wirksam zu machenden Stromschaltvorrichtungen, um als wirklich zweckdienlich gelten zu dürfen, den nachfolgenden Anforderungen entsprechen:

a) Jede Stromschaltvorrichtung soll von den fahrenden Zügen **unmittelbar**, d. h. ohne verwickelte Zwischenteile, beeinflusst werden und genau nur jene Stromzustände in den Leitungen hervorbringen

können, von denen die regelrechte Arbeitsleistung abhängt. Also auch beim Versagen oder bei vollständiger Zerstörung der Schaltvorrichtung dürfen keine Wirkungen eintreten, welche gefährliche Folgeerscheinungen wie etwa falsche Signale oder unzulässiges Freimachen von Verschlüssen u. s. w. nach sich ziehen könnten.

b) Anordnung und Ausführung sollen von vorhinein die Möglichkeit vollständig ausschliessen, dass durch die Schalter oder deren Teile die Gesundheit oder das Leben der Personen, welche die Bahn zu betreten haben, gefährdet oder die Sicherheit des Zugverkehrs beeinträchtigt werden könnte.

c) Durch die in, neben oder oberhalb der Fahrgleise anzubringenden Stromschalter oder deren Zubehör dürfen die Gleisanlagen an sich, sowie die laufenden Oberbauunterhaltungsarbeiten in keiner Weise behindert werden; umgekehrt soll das sichere, ordnungsmässige Arbeiten der Stromschalter von zufälligen Aenderungen und Verschiebungen in der Gleisanlage, sowie von der Vornahme der laufenden Unterhaltungsarbeiten vollständig unabhängig sein.

d) Die richtige Wirksamkeit darf durch äussere Einflüsse wie Nebel, Regen, Schnee, Eis, Hitze, Frost, Staub, Rauch u. s. w. keinerlei Beeinträchtigung erleiden.

e) Die Thätigkeit der Schaltvorrichtung soll in ihrer Endwirkung genau dieselbe bleiben, ob der sie beeinflussende Zug aus wenigen oder viel Fahrzeugen besteht, ob er ein geringes oder grosses Gewicht besitzt und ob er langsam oder schnell fährt.

f) Ausschliesslich nur die Züge sollen im Stande sein, die Streckenschaltvorrichtungen wirksam zu machen, d. h. fälschliche Bethätigungen aus Zufall, durch aussergewöhnliche Erschütterungen des Gleises, durch Züge auf Nachbargleise, durch Mutwillen oder Böswilligkeit sollen unmöglich sein.

g) Durch die Streckenstromschalter soll der Uebergang von Fahrzeugen gleichspuriger Bahnen nicht behindert sein; jene sollen es vielmehr ermöglichen, dass auch übergehende Fahrzeuge oder Züge an den Vorteilen der betreffenden Sicherungseinrichtungen ungeschmälert teilhaben.

h) Die Abmessungen aller Teile und die zur Verwendung kommenden Stoffe müssen ihrer Inanspruchnahme angepasst sein, derart, dass sie eine dauernde Widerstandsfähigkeit der Vorrichtung und die möglichst geringste Abnützung verbürgen. Namentlich sollen jene Teile, welche einer besonders starken Inanspruchnahme bezw. der Abnützung am meisten ausgesetzt sind, derart angebracht sein, dass

sie leicht überwacht und ebenso leicht und rasch ausgebessert und ausgewechselt werden können. Desgleichen soll im ganzen die Ueberwachung leicht durchführbar und die Unterhaltung weder schwierig noch kostspielig sein.

Von diesen Bedingungen, die an sich ganz allgemeiner Natur sind und deshalb für alle Stromschaltvorrichtungen ohne Unterschied Geltung besitzen, bezieht sich überdem der Absatz c) noch ganz besonders auf jene einschlägigen Anordnungen, bei denen behufs Bethätigung des Schalters an den Zügen Arme oder Bügel oder dergl. vorhanden sein müssen, welche aus der erlaubten Umgrenzung der Fahrzeuge herausragen, oder bei welchen umgekehrt die Stromschalter oder einzelne Teile derselben in die Umgrenzung des lichten Raumes der Fahrzeuge hineinreichen. Die im Absatz f) angeführte Bedingung ist namentlich dort sehr wichtig, wo nicht nur einzelnen berufenen Bediensteten, sondern auch dem Publikum der Zutritt zur laufenden Bahnanlage offen steht. Einschlägige Einrichtungen, welche die sämtlichen oben angeführten Bedingnisse vollkommen erfüllen uud gegen die sich auch sonst keinerlei Vorwurf erheben lässt, dürften übrigens kaum gefunden werden, ein leidiger Umstand, welcher allerdings vorwiegend in der Natur der Sache selbst liegt und vorläufig noch einen der schwachen Punkte aller durch die fahrenden Züge zu steuernden Einrichtungen, also namentlich auch der selbstthätigen Blocksignale bildet.

Aus der überreichen Zahl der verschiedenen Schaltergattungen mögen nun nachstehend diejenigen ausgewählt und beschrieben werden, welche entweder seiner Zeit in Anwendung gestanden sind und sonach als beachtenswerte Entwickelungsglieder gelten dürfen oder die zur Zeit in Benützung stehen und dadurch gewissermassen ihre Verwendbarkeit erhärten. Ausserdem sollen noch einzelne Anordnungen Beachtung finden, welche sich durch die eigenartigen, abweichenden Mittel, mit denen sie ihre Zwecke anstreben, im guten oder bösen Sinne besonders auszeichnen.

A. Durch Raddruck bethätigte Stromschalter.

3. Streckenstromschalter, welche durch Raddruck wirksam gemacht werden, sind zur Zeit die verbreitetsten, weil sie in der Regel wenig Platz beanspruchen, leicht und wirksam gegen äussere Einflüsse oder Eingriffe geschützt werden können und hinsichtlich der Eisenbahnfahrzeuge, welche sie bethätigen sollen, keinerlei besondere Aus-

stattung erfordern, also den Lokomotiven und Wagen jeder Art die vollste Freizügigkeit gewähren.

Rücksichtlich der Raddruckübertragung lassen diese Schaltvorrichtungen zwei Hauptformen unterscheiden, nämlich die Radtaster und die Schienendurchbiegekontakte. Hiervon bestehen die ersteren im wesentlichen stets aus irgend einem auf einem fixen Zapfen oder einer festgelagerten Achse drehbaren Hebelarm, der durch ein Gegengewicht oder eine Feder eine bestimmte Lage erhält und dicht neben einem der beiden Schienenstränge des Fahrgleises so angebracht ist, dass er von der Lauffläche oder dem Spurkranze der Eisenbahnfahrzeuge entweder nach abwärts oder zur Seite gedrückt wird, wenn ein Zug die betreffende Gleisstelle befährt. Die auf diese Weise hervorgerufene Bewegung überträgt sich entweder gleich durch den Hebel selbst oder durch Vermittelung seiner Drehachse auf den eigentlichen Schalter, der nach Art eines telegraphischen Gebers eingerichtet ist und für den die Räder der Züge gleichsam die Hand des Telegraphisten vertreten.

Die Schaltvorrichtungen der zweitgenannten Form sind entweder Fühlhebel oder elastische Büchsen oder endlich auch nur elastische Pfropfen, welche zwischen zwei Querschwellen des Oberbaues unter einer der beiden Fahrschienen des Gleises in den Bahnkörper eingebaut und durch jene Schieneneinbiegung niedergedrückt werden, welche jedes Rad der darüber wegfahrenden Züge hervorbringt. Die Fühlhebel greifen immer mit einem ihrer beiden Arme und zwar in der Regel mit dem kürzeren, unter die Schiene, während der andere Arm durch die ihm von der auf- und niederschwingenden Fahrschiene erteilten Bewegung den eigentlichen Schalter in Thätigkeit bringt. Sind elastische Büchsen angewendet, so erhalten dieselben in ihrem Inneren Federkontakte, welche durch die bei der Schieneneinbiegung erfolgende Zusammenpressung der Büchse geöffnet oder geschlossen werden. Elastische Pfropfen haben hingegen die Aufgabe, die vom Raddruck erzeugte Schienendurchbiegung auf den Kolben einer Pumpe, die die eigentliche Kontaktvorrichtung bethätigt, fortzupflanzen oder auch auf den elastischen Deckel eines mit Quecksilber gefüllten Gefässes zu übertragen, wodurch ein Teil der Füllung in ein kleineres Nebengefäss gedrängt wird und hier den Stromweg herstellt.

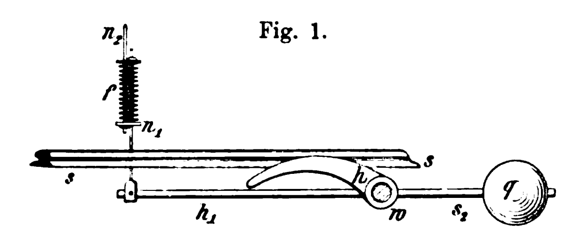
Radtaster sind im allgemeinen einer grösseren Inanspruchnahme, daher auch einer nennenswerteren Abnützung unterworfen und sowohl deshalb als ihrer Anbringung nach eher geeignet, den Zügen gefährlich zu werden, als die im Wege der Schienendurchbiegung

betriebenen Anordnungen; erstere lassen sich aber bei jeder Bauart des Gleises, d. h. auch bei Längsschwellenoberbau ausnützen, wogegen sich die letzteren bis auf wenige Ausnahmen nur bei Gleisen mit Querschwellenoberbau anwenden lassen. Beide Formen leiden gemeinsam an dem Uebelstand, dass sie durch jede Radachse der Züge in gleicher Weise beeinflusst werden und sonach hinsichtlich ihrer Inanspruchnahme von der Länge der Züge und betreffs ihrer Wirkungen nicht nur von der Anzahl Radachsen jedes Zuges, sondern auch von der Zuggeschwindigkeit abhängen. Handelt es sich beispielsweise um Radtaster oder Schienendurchbiegekontakte, welche, wie es die Regel zu sein pflegt, einfach nur als Stromschliesser zu wirken haben, so liefern sie bei Bethätigung durch achsenreiche, langsam fahrende Züge eine grosse Zahl verhältnismässig langdauernder Ströme, bei kurzen, schnellfahrenden Zügen hingegen nur wenige äusserst rasch aufeinanderfolgende kurze Ströme. Nun gibt es immerhin Signaleinrichtungen, deren elektrische Anordnung für die eine vorgedachte Stromfolge ebenso gut und sicher anspricht als für die andere; allein bei vielen anderen und insbesondere bei den meisten Blocksignaleinrichtungen ist dies nicht der Fall. Auch soll die Dauer der Ströme in den Empfängern, d. i. in den Signalvorrichtungen, Blocksperren u. s. w. nicht nur vollkommen hinreichen, die dort auszuführende Arbeit unter den gewöhnlichen, regelrechten Verhältnissen ordnungsmässig zu stande zu bringen, sondern es muss hierin gleich auch für einen gewissen Ueberschuss gesorgt sein, welcher Nachhilfe leistet, wenn etwa zufällige kleine Hemmungen an den einzelnen Bewegungsteilen oder andere aussergewöhnliche Hindernisse zu überwinden kommen. Aus diesem Grunde ist man bestrebt gewesen, die Radtaster wie die Schienendurchbiegungskontakte durch Nebenanordnungen derart zu ergänzen, dass ihre elektrische Wirksamkeit auch bei der Bethätigung durch die kürzesten, mit grösster Geschwindigkeit fahrenden Züge reichlich lange andauert. Zu dem Ende wird an diesen sogenannten Zeitkontakten entweder nur die eigentliche Schaltvorrichtung mit einer Verzögerungsvorrichtung versehen, oder auch gleich der mechanische Antrieb derart eingerichtet, dass derselbe wegen einer angefügten Rückgangshemmung von jedem vorüberfahrenden Zuge nur einmal erfolgen kann, was natürlich bezüglich der Abnützung noch seine besonderen Vorteile hat. Allerdings geht der letztgedachte Vorzug grossenteils dadurch wieder verloren, dass infolge des Zuwachses der mehr oder weniger heikligen Verzögerungsvorrichtung die Einfachheit und Verlässlichkeit der Gesamtanordnung herabgemindert, hingegen die

Anforderung bezüglich Ueberwachung und Unterhaltung im gleichen Masse erhöht wird.

4. Schon zu Beginn der 70er Jahre waren einige Strecken auf Schweizerbahnen, beispielsweise zunächst des Tunnels bei Oerlikon, mit selbstthätigen Blocksignalen, den Hippschen sogenannten Jalousiesignalen, ausgerüstet, zu deren Betrieb anfänglich Radtaster von der in Fig. 1 dargestellten einfachen Anordnung benützt worden sind, die in der That gleichsam als das Urbild dieser Vorrichtungen gelten darf. Auf zwei in das Kiesbett des Bahnkörpers verlegten Schwellen waren ausserhalb des Gleises zwei Lager angeschraubt, in denen die Drehachse w ruhte, von der das eine Ende ein Stück ins Gleis hineinreichte. Hier sass auf derselben, knapp neben der Fahrschiene s der bogenförmige Arm h fest, während ausserhalb des Gleises der ein verstellbares Gewicht q tragende Arm s_2 und der mit einer nach auf-

Fig. 1.

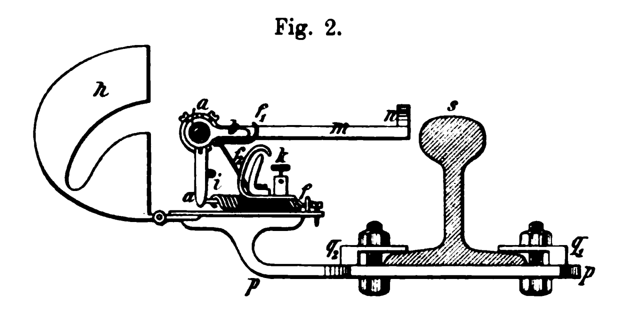


wärts geführten dünnen Gelenksstange n_1 verbundene Arm h_1 auf w festgekeilt waren. Fuhr ein Zug über h, so hob er s_2 samt dem Gewichte q, während h_1 die Stange n_1 niederzog und hierdurch zwei in der Zeichnung nicht dargestellte Kontaktfedern aneinander presste, d. h. den Strom schloss, der aber sofort wieder unterbrochen wurde, sobald das Rad h wieder losliess und daher das Gegengewicht q das ganze Hebelwerk wieder in die Ruhelage zurückbrachte. Die Bewegung des Armes h_1 und der Stange n_1 wurde auf die Stange n_2, bezw. auf die eigentliche Kontaktvorrichtung durch Vermittelung einer Federkuppelung f fortgepflanzt, damit sie weniger heftig wirken sollte.

Ein gleichfalls schon Anfangs der 70er Jahre bei der Kaiser-Ferdinand-Nordbahn in Verwendung gestandener v. Löhrscher Radtaster besitzt bereits den Vorzug, dass die Lage des rahmenartigen Druckhebels m, n (Fig. 2, in $^1/_6$ der natürlichen Grösse), einmal richtig eingestellt, von den allfälligen Aenderungen der Lage des Oberbaues, namentlich denjenigen der Schienenlage, vollständig unabhängig gemacht ist, weil das Gestell der Vorrichtung mittels der Tragplatte pp und der beiden Klemmbacken q_1 und q_2 unmittelbar auf dem Fusse

der Fahrschiene s befestigt ist. Das Innere der Vorrichtung wird durch eine aufklappbare Haube h gegen Staub und Nässe geschützt; auf der Achse a sitzen ein Ring mit der Speiche a, ein zweiter Ring mit der Speiche b und zwei parallele, durch ein fischbauchartiges Querstück n verbundene Seitenarme m. Die Wurmfeder f zieht den Arm a gegen den Anschlagstift i, wodurch das Rahmenstück n in entsprechende Höhe und der Schiene s so nahe gebracht wird, dass es von den Rädern der vorüberfahrenden Züge getroffen und niedergedrückt werden muss. In diesem Falle kommt die an b angebrachte Kontaktfeder f_1 mit einer zweiten, auf einer Ebonitplatte befestigten, an der Klemme k mit der Leitungszuführung verbundenen Kontaktfeder f_2 in Berührung. Der aus der Freileitung bei k ankommende Strom findet auf diese Weise bei niedergedrücktem Rahmen den Weg

Fig. 2.

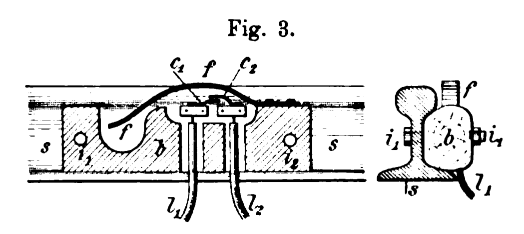


über den Metallkörper des Tasters zur Fahrschiene, die zugleich die Erdleitung vertritt. Sobald der Raddruck aufhört, treten auch die beiden Kontaktfedern wieder ausser Berührung, weil die Wurmfeder f den Rahmen in seine gewöhnliche Ruhestellung zurückhebt.

An die Stelle des vorhin erwähnten Hippschen Radtasters wurde nach wenigen Jahren seitens der Schweizerbahnen der namentlich auch in Deutschland und Holland vielverbreitete, bekannte Siemens-Halskesche Streckenstromschliesser in Benützung genommen. Auch diese Vorrichtung besteht aus einer mit Klemmbacken am Schienenfuss zu befestigenden Grundplatte, die den aus zwei Armen und einem Querstück gebildeten, in Kugellagern sich bewegenden Druckhebel trägt. Das Stück, auf welches die Räder der Eisenbahnfahrzeuge einwirken, ist eine 60 cm lange, an den beiden Enden sanft nach abwärts gebogene, am Druckhebelrahmen befestigte Stahlschiene, die mit ersterem auch wieder durch den Einfluss einer Spiralfeder in der richtigen Höhe festgehalten wird (vergl. Rank „Die Streckenblockeinrichtungen“ S. 27).

Ein dem Amerikaner C. Cropp erst in jüngerer Zeit patentierter Radtaster (D. R.-P. Nr. 110364 vom 16. Mai 1899) zeichnet sich durch ausserordentliche Einfachheit aus und ist offenbar lediglich für Leichtbahnen bestimmt. Bei demselben ist die eigentliche Kontaktvorrichtung in einem dem Schienenprofil des Fahrgleises genau angepassten Beilagestück b (Fig. 3) untergebracht, das bei i_1 und i_2 mittels Bolzenschrauben an der Innenseite der Fahrschiene s befestigt wird. Für diese Bolzenschrauben müssen in den Schienensteg eigens zwei Löcher ausgebohrt werden. Das in der Zeichnung im Querschnitt dargestellte Wangenstück b ist aus einem harten, mit Kreosot oder einem ähnlichen nichtleitenden Stoffe getränkten, unter hohem Druck gepressten Holz hergestellt, an welchem alle Flächen, sowie die zur Aufnahme der einzelnen Teile erforderlichen Höhlungen, Löcher und Ausschnitte mittels Maschinen ausgearbeitet werden, ähnlich etwa wie

Fig. 3.



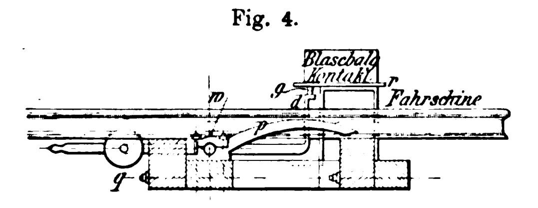
bei Gewehrkolben oder Schuhleisten oder dergl. In einem dieser Hohlräume sind zwei Anschlussklemmen festgeschraubt, welche einerseits die Kontaktfedern c_1 und c_2 tragen, anderseits mit der kommenden und gehenden Leitung l_1 und l_2 verbunden werden. Letztere sind als Kabelleitung gedacht und werden durch senkrechte Löcher von unten nach oben geführt. Oberhalb der Neusilberfedern c_1 und c_2, die sich für gewöhnlich nicht berühren, liegt eine breite, gebogene Stahlzunge f, welche mit dem einen Ende auf der Oberseite des Wangenstückes b durch mehrere Holzschrauben befestigt ist; ihr freies zweites Ende spielt in einem entsprechend weiten und tiefen Ausschnitt. Wenn der Spurkranz eines Rades über f gelangt, geht diese Stahlzunge so weit abwärts, dass sie die Feder c_2 auf c_1 drückt und den Stromweg von l_1 nach l_2 herstellt oder vielmehr beide dieser Leitungen an Erde legt. Sollte letzteres vermieden werden, so muss die Feder c_2 einen Isolierknopf erhalten, der die blanke Berührung zwischen f und c_2 verhindert.

Auf der Frankfurter internationalen elektrischen Ausstellung 1891 waren seitens der königl. Eisenbahndirektion Magdeburg von

Galke angegebene Radtaster ausgestellt, welche sich durch eigentümliche Schleifkontakte auszeichneten. Die Druckhebelanordnung ist verwandt mit der in Fig. 1 angedeuteten, nur wird das Gegengewicht q durch eine auf die Achse w einwirkende Wurmfeder vertreten. Die Herstellung des Stromweges geschieht mittels einer auf w festsitzenden Speiche, die an ihrem Ende einen Messingkamm trägt, mit dessen Zähne sie, sobald der Druckhebel h von einem Rade niedergekippt wird, in die Zähne eines zweiten Messingkammes eingreift, der zur Betriebsleitung in Anschluss steht. Wenn und so lange sich die Zähne der beiden Kämme berühren, ist also die kommende Leitung an Erde gelegt (vergl. „Die elektrischen Telegraphen- und Signalmittel für Eisenbahnen in der Frankfurter internationalen elektrotechnischen Ausstellung"; Stuttgart 1893, S. 210).

5. Einer der ältesten, wenn nicht überhaupt der erste, im Eisenbahnbetriebe verwendeten Radtaster mit Verzögerungsanordnung ist der in Fig. 4 in 1/20 seiner natürlichen Grösse dargestellte sogenannte Blasbalgkontakt, welchen Henri Lartigue bei der fran-

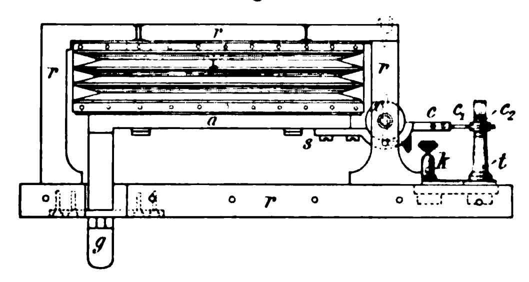
Fig. 4.



zösischen Nordbahn vor etwa 30 Jahren für selbstthätige Tunnelblocksignale und für Annäherungssignale eingeführt hatte. Druckhebel und eigentliche Kontaktvorrichtung sind nicht unmittelbar verbunden, sondern die letztere steht abgetrennt mit ihrer Fussplatte r auf einem eigenen, aus Winkeleisen hergestellten Ständer unter einem blechernen Schutzkasten, der sie regen- und staubdicht abschliesst. Die in Fig. 5 ohne Schutzkasten dargestellte Kontaktvorrichtung steht mit der mechanischen Druckhebelanordnung lediglich dadurch in Verbindung, dass die vom unteren Blasbalgrahmen a (Fig. 5) nach abwärts reichende, rechts und links abgesetzte Stange g auf den beiden Zinken des gabelförmig ausgebildeten oberen Endes der Stange d (Fig. 4) sich stützt. Sobald der Spurkranz des ersten Rades eines Zuges den Druckhebel p niederdrückt, verliert die Stange g ihren Halt, weil ja auch die Stange d (Fig. 4) niedergezogen wurde. Demzufolge senkt sich der auf der Drehachse x (Fig. 5) sitzende schwere, eiserne Bodenrahmen a schräg

nach abwärts, wobei sich der Blasbalg b durch eine grosse Einströmungsklappe augenblicklich mit Luft füllt, die sodann nur langsam durch eine kleine Oeffnung wieder zu entweichen vermag. Das an einer Speiche der Druckhebelwelle w (Fig. 4) festsitzende, aber behufs Ausregulierung verstellbare Gegengewicht q, welches den Druckhebel p in die Normallage zurückzustellen strebt, kann daher seine Aufgabe nur langsam durchführen. An dem Rahmen a (Fig. 5) ist auch ein Messingarm c angebracht, der vorne ein federndes Kontaktstück c_1 trägt, mit dem er infolge der Aufwärtsbewegung beim Oeffnen des Blasbalges mit dem daumenartig geformten Kontaktstück c_2, das aus dem Messingständer t vorsteht, in Berührung tritt. Der Ständer t steht durch eine vom Gestelle isolierte Fussspange mit der Drahtklemme k in Verbindung, bei welcher die Fernleitung anschliesst, während c_1 bezw. c durch die Achse x mit dem eisernen Untergestelle

Fig. 5.



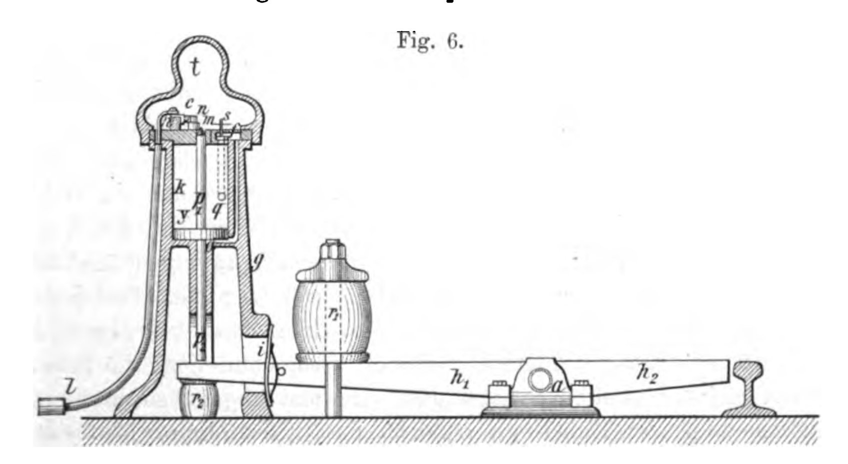
der Vorrichtung verbunden und sonach an Erde gelegt ist. Die Verzögerung wirkt hinreichend, um die Zahl der Bethätigungen des Druckhebels bei den Zügen auf wenige herabzumindern. Bei den älteren Blasbalgkontakten der geschilderten Gattung war an der Stange g (Fig. 4), ein grösseres Gewicht befestigt, dessen Schwere durch Zulagen allenfalls auch noch erhöht werden konnte. Bei den jüngeren Vorrichtungen hatte man bereits die richtigen Gewichte und Abmessungen im Wege der Erfahrung festgestellt, so dass späterhin einfach der Bodenrahmen des Blasbalges mit der Stütze g das Gegengewicht q annähernd auszugleichen hatte und letzteres nicht mehr so schwer gewählt wurde wie bei den älteren Vorrichtungen (vergl. Annales telegraphiques 1875; S. 124).

Auf einigen Strecken der französischen Staatsbahnen sind seit 1881 von Leblanc & Loiseau angegebene Radtaster verwendet, welche einen kippenden Druckhebel haben, dessen Schwanzende von einem sehr grossen Blasebalg beeinflusst wird, so dass der Strom-

schluss in der Kontaktvorrichtung während der ganzen Vorüberfahrt des Zuges andauert (vergl. Hartlebens Elektrotechniche Bibliothek Bd. XII, S. 132).

Bei dem von Thomas S. Hall für seine selbstthätigen Blocksignale schon Mitte der 70er Jahre benützten Radtaster, Fig. 6, steht der in einem gusseisernen Gestelle a gelagerte Druckhebel $h_1 h_2$ senkrecht zum Gleis und ist dabei mit Hilfe der Kautschukbuffer r_1 und r_2, welche wie alle übrigen Teile der Gesamtvorrichtung auf einer und derselben breiten Querschwelle des Oberbaues festgeschraubt sind, derart eingestellt, dass das freie Ende des Armes h_2 ganz nahe bis zur Schiene des äusseren Gleisstranges hinanreicht und hier ein wenig höher liegt als der Schienenkopf, so dass die Radfläche der vorüberkommenden Fahrzeuge den Arm h_2 erfasst und niederdrückt. Die

Fig. 6.



beiden Kautschukbuffer r_1 und r_2 mindern hierbei den Stoss und bewirken zugleich, dass der gekippte Hebel $h_1 h_2$ wieder in seine Ruhelage zurückkehrt. Das zweite freie Hebelende h_1 reicht durch einen Schlitz, der, um Staub, Rauch, Schnee u. s. w. abzuhalten, mit einem federnden Blechschieber abgeschlossen ist, in einen hohlen gusseisernen Ständer g. Dieser Ständer weist zwei übereinanderliegende Hohlräume auf, von denen der obere einen Cylinder k bildet, in welchem sich der auf einer Leitstange $p_1 p_2$ festsitzende Kolben y bewegen kann. Das untere Leitstangenende p_2 reicht bei tiefster Lage des Kolbens nahezu auf h_1 herab, während das obere kegelförmig auslaufende Stangenende p_1 in den Deckel des Cylinders hineinreicht. Auf dem Cylinderdeckel ist, geschützt unter einer abnehmbaren Zinkhaube, die eigentliche Kontaktvorrichtung angebracht, welche aus zwei auf einem

Grundbrettchen aus Pressholz angeschraubten, als Anschlussklemmen angeordneten Messingspangen besteht, von denen die eine mit einer Kontaktfeder c versehen ist, während die andere als Kontaktamboss dient; an diese Messingspangen sind die kommende und gehende Leitung angeschlossen, welche durch das Rohr l zugeführt werden. Wird die Erde als Rückleitung benützt, so bleibt natürlich die zweite Leitung erspart, wofür die betreffende Messingspange einfach einen durch das Gusseisen vermittelten besonderen Erd- oder Gleisanschluss erhält. Soll die Vorrichtung als Stromgeber wirken, so steht die Feder c während ihrer Ruhelage mit der zweiten Kontaktspange ausser Berührung und dieselbe muss für die Stromgebung erst dagegen gepresst werden, was mittels eines eigenen kleinen Hebels m geschieht, der auf einem Zapfen drehbar ist und mit einem nach oben vorstehenden Finger n aus Horn, Elfenbein oder Hartgummi auf die Kontaktfeder c drückt, wenn m nach links gedreht wird. Eine solche Verschiebung erfolgt nun jedesmal durch das kegelförmig abgedrehte Ende der Stange $p_1 p_2$, wenn die letztere infolge Bethätigung des Druckhebels $h_1 h_2$ bei der Vorbeifahrt eines Zuges hochgehoben wird, weil die Ruhelage von m so bemessen ist, dass eben nur ein kleiner Teil der Stangenspitze frei vorbei kömmt, der übrige Teil des Kegels sich aber erst Platz schaffen muss. Bei diesem Vorgange drückt also p_1 auf m, m mit n auf c und c stellt den Stromweg her. Soll jedoch die Vorrichtung als Stromunterbrecher wirken, was bei dieser Art Streckenstromschalter wiederholt verlangt wird, dann liegt die Feder c dauernd auf der zweiten Spange und wird erst abgehoben, wenn das Stangenende p_2 den Hebel m verschiebt, dessen Anordnung also gegen früher eine verkehrte ist.

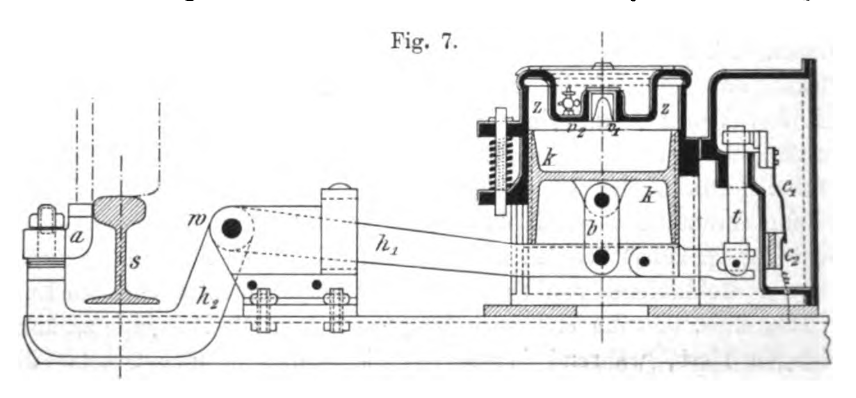
Damit die Wirkung der Kontaktvorrichtung länger andauert, hat der Cylinder k zwei Oeffnungen o und q, welche durch Bohrungen, die in der Cylinderwand geführt sind, mit einem Hohlraume f in Verbindung stehen. Das Loch o befindet sich am Boden von k und das Loch q in der Wand von k und zwar in einer Höhe, welche der Gangweite des Kolbens y entspricht. Der sonst luftdicht verschlossene Raum f ist gegen die Röhre, welche zu q führt, durch ein Ventil s abgeschlossen, welches sich bei einem von f kommenden Drucke nahezu schliesst, hingegen auf einem von q kommenden vollkommen öffnet. Erfolgt nun ein Auftrieb des Kolbens y, so stösst er die im Cylinder k befindliche Luft durch die Oeffnung q und das gehobene Ventil s nach f, von wo dieselbe weiter nach o und endlich unterhalb des Kolbens y gelangt, bis letzter nahezu seinen höchsten Hub erreicht

hat, wobei er vor die Ausströmöffnung q tritt und diese mithin verschliesst. Nunmehr kann die oberhalb des Kolbens befindliche Luft nicht mehr weiter entweichen, sondern bildet ein elastisches Hindernis für das weitere Hochsteigen des Kolbens. Tritt letzterer vermöge dieses Gegendruckes und seiner eigenen Schwere endlich wieder den Rückgang an, so findet er, sobald er über q hinabgelangt ist, auch unter sich dasselbe Hemmnis wie vorhin, denn der nun hier eintretende Luftüberschuss, welcher von o über f und q in den Oberteil des Cylinders zurückkehren muss, kann dieser Aufgabe nur langsam nachkommen, weil das Ventil s in f bloss eine äusserst geringe Einströmung gewährt. Dieses Ventil schliesst nämlich, wie bereits weiter oben angedeutet wurde, das zu q führende Rohr nicht vollständig, sondern es bleibt an demselben immer noch ein Ring offen, wenn sich auch der Ventilkörper in der richtigen Verschlusslage befindet. Die Höhe dieses Ringes, d. i. der für das richtige Arbeiten der Vorrichtung massgebende Rückströmungsquerschnitt der Cylinderluft, lässt sich genau regeln, weil das Ventil s auf einer Schraubenspindel sitzt, die durch eine Mutter gehoben oder gesenkt werden kann. Ein durch die Mutter geführter Drahtsplint verhütet, dass die einmal einregulierte Ventilstellung im Laufe der Zeit durch die Erschütterung der Vorrichtung nachteilig geändert werden könnte. Infolge dieser Anordnung findet also der rücklaufende Kolben an der nur langsam entweichenden Luft ein Hemmnis, das ihn erst nach längerer Zeit in die Ruhelage zurückgelangen lässt, während inzwischen die Stange p unausgesetzt die Kontaktfeder im gewünschten Sinne beeinflusst. Die Luftpumpe mildert ersichtlichermassen die Stösse des Druckhebels und wirkt zugleich als Verzögerungsvorrichtung, so dass jeder Stromschluss oder die Stromunterbrechung mindestens so lange anhält, als ein Zug die Stelle passiert; denn selbst bei sehr langsam fahrenden Zügen mit vielen Achsen hört die Thätigkeit der Kontaktvorrichtung nicht auf, weil ja der Kolben neuerlich hochgehoben wird, bevor die Wirkung der Stange p_2 auf den Hebel m, bezw. auf die Kontaktfeder c aufhört. (Vergl. „The Railroad Gazette“, 1878, S. 577). Diese Hallschen Radtaster haben in Amerika eine grosse Verbreitung gefunden und wurden seit 1901 auch von der Pariser Metropolitanbahn zum Betriebe der selbstthätigen Blocksignaleinrichtung angenommen; sie haben im Laufe der Jahre nur in unwesentlichen Nebendingen kleine Aenderungen erfahren und sollen sich trefflich bewähren.

Einen im Grundsätzlichen verwandten, sonst aber ganz neuen Zeitkontakt erzeugt die Dortmunder Signalbauanstalt Willmann & Co.

Wie Fig. 7 ersehen lässt, dient als Verzögerungsvorrichtung auch wieder ein Kolben k, der sich im Cylinder z bewegt und der an den zweiarmigen Druckhebel $h_1 h_2$ durch den Bügel b angelenkt ist. Der kürzere, den Fuss der Fahrschiene umgreifende, innerhalb des Gleises knapp an den Schienenstrang heranreichende Arm h_2 des Druckhebels trägt das sanft gebogene, parallel zur Schiene liegende Anlaufstück a, welches die darüber weglaufenden Spurkränze der Eisenbahnfahrzeuge niederdrücken. In einem solchen Falle geht der Kolben k in z nach aufwärts, während die Luft durch das Ventil v_1 aus z entweicht. Bei dieser Hebelbewegung wird zugleich der während der Ruhelage bestandene Stromweg zwischen den beiden Kontaktfedern c_1 und c_2, an denen in geeigneter Weise die kommende bezw. gehende Leitung (oder Erdleitung) anschliessen, unterbrochen, weil c_1 mit der Stange t,

Fig. 7.



welche von dem gabelförmigen Ende des Druckhebelarmes h_1 mitgenommen wurde, so weit hochgegangen ist, dass zwischen c_1 und c_2 jede Berührung aufgehört hat. Dass übrigens durch angemessene Versetzung der Federn c_1 und c_2 die Kontaktvorrichtung sich ebensogut und leicht als Stromschliesser anordnen lässt, bedarf wohl keines besonderen Hervorhebens. Der Rückgang des Druckhebels $h_1 h_2$ in die Ruhelage, bezw. die Wiederherstellung des für gewöhnlich zwischen c_1 und c_2 bestehenden Kontaktverhältnisses, kann nach der Vorbeifahrt eines Zuges nur langsam durch das Uebergewicht des Armes h_1 erfolgen, indem der Kolben k, weil nunmehr v_1 geschlossen ist, mehr oder minder Zeit braucht, im Cylinder z sich zu senken und zwar nach Massgabe der Luftmenge, welche das durch eine Schraube einstellbare Ringventil v_2 von aussen nach z einströmen lässt (vergl. Organ für den Fortschritt des Eisenbahnwesens 1902, Heft 12, S. 243).

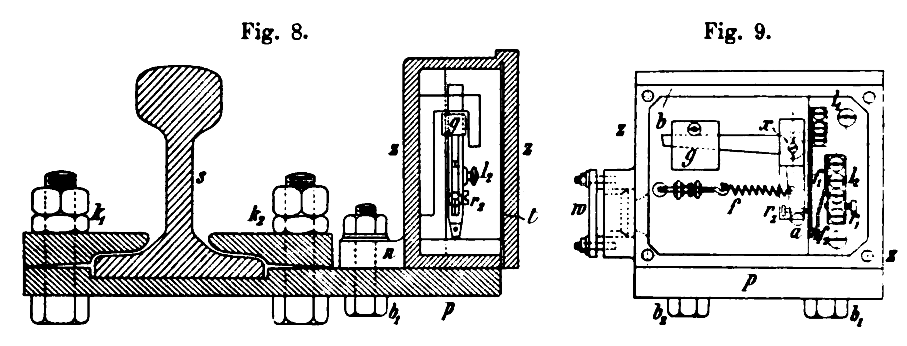
Ebenfalls verwandt mit den zuletzt betrachteten Vorrichtungen ist der Wilhelm Seitzsche Zeitkontakt, bei dem jedoch der rahmenförmige Druckhebel innerhalb des Gleises seinen Platz erhält und nicht eine Luftpumpe, sondern eine Glycerinpumpe als Bremse und Verzögerungsvorrichtung dient (vergl. Dinglers Polytechnisches Journal 1902, Bd. 317, S. 511).

6. Da die Fahrbetriebsmittel an den Radflächen und Spurkränzen sowohl in den Abmessungen als in den äusseren Umgrenzungen nicht immer übereinstimmen, so sind also auch die Streckenstromschalter mit Druckhebeln, welche unmittelbar von den Rädern befahren werden, hierbei im allgemeinen einer sehr ungleichen, ihrer Dauerhaftigkeit nachteiligen Beanspruchung ausgesetzt; namentlich können aber die Wirkungen gebremster Räder zerstörenden Einfluss üben. Man hat deshalb versucht, nicht die Räder selbst, sondern die Wirkung der Achsenbelastung auf die Fahrschienen, d. h. die durch die Räder erzeugten Schienenschwingungen als Antrieb auszunützen. Schellens war der erste, der diesen Gedanken in die Praxis umsetzte und einen sogenannten Schienendurchbiegekontakt (vergl. Elektrotechnische Zeitschrift 1881, S. 366 und 1882, S. 423) schuf: Ein zwischen zwei Querschwellen des Oberbaues seitlich des Gleises unverrückbar eingebautes Lager trägt einen wagrechten zweiarmigen Hebel, etwa ähnlich wie der Hebel $h_1 h_2$ in Fig. 6 und 7, nur mit dem Unterschiede, dass das Ende des kürzeren, passend abgeköpften Armes unter die Fahrschiene greift und hier durch das Uebergewicht des längeren Armes dauernd gegen den Schienenfuss gedrückt wird. Auf dem Ende des letzterwähnten zweiten Armes stützt sich eine senkrechte, in Führungen laufende Stange, welche mit ihrem oberen Ende, ähnlich wie die Stange p in Fig. 6, den eigentlichen Stromschliesser jedesmal thätig macht, so oft sie vom Hebel hochgehoben wird, d. h. so oft die Fahrschiene durch ein vorüberkommendes Rad eine Einbiegung erleidet. Bei den älteren Schellensschen Vorrichtungen stiess die Stange auf einen federnd aufgehängten Hammer, der durch seine hierdurch erlangten Schwingungen zwei Kontaktfedern aneinander presste. Bei den neueren Anordnungen (vergl. Die elektrischen Telegraphen und Signalmittel auf der Frankfurter Ausstellung — Stuttgart 1892, S. 113) ist dieser Kontakthammer unter Weglassung der senkrechten Stange gleich am Ende des grösseren Armes des Fühlhebels angebracht.

Solche Schellenssche Hammeranordnungen werden laut Cossmanns Bericht an den internationalen Eisenbahnkongress vom

Jahre 1900 (vergl. Bulletin de la Commission internationale du Congrès des chemins de fer vom Februar 1900, S. 742) von der holländischen Eisenbahngesellschaft zur Auflösung der elektrischen Blocksperre an Siemens & Halskeschen Blocksignalen ohne Vermittelung eines Fühlhebels, d. h. als sogenannte Rüttelkontakte angewendet. Der gedachte Stromgeber befindet sich nämlich in einem gusseisernen Kästchen zz (Fig. 8 und 9), das an einer stählernen Gestellsplatte bei n angeschraubt und durch zwei Klemmbacken k_1 und k_2 auf dem Fusse der Fahrschiene s befestigt wird. In der dem Gleis abgewendeten Wand des Kästchens zz gewährt ein blecherner Schuber t Zugang. Im Inneren des Kästchens lagert die Achse x (Fig. 9) des Hammers axb in einem besonderen Bügel; der Hammer hat die Form eines Winkelhebels und wirkt nicht unmittelbar als Kontakt, sondern lediglich durch Vermittelung eines seitlich aus a vorstehenden Elfenbeinstiftes,

Fig. 8. Fig. 9.

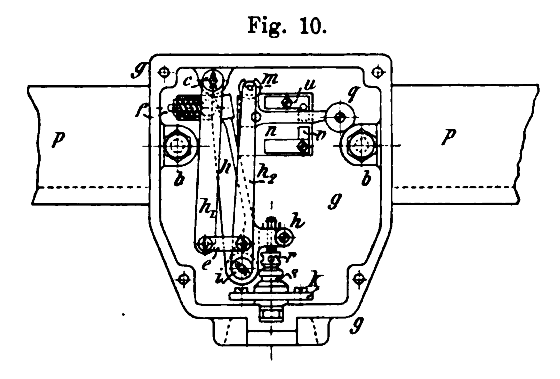


der bei den Schwingungen, in welche der Hammer durch die Einbiegungen der Fahrschiene gerät, sobald ein Zug die Stelle überfährt, die beiden richtigen Kontaktfedern f_1 und f_2 aneinanderpresst, so wie es Fig. 9 darstellt. Für gewöhnlich bleibt jedoch der Hammer mittels der regulierbaren Spannfeder f bis zu einem gleichfalls einstellbaren Anschlag hochgehoben, so dass auf die Kontaktfedern kein Druck ausgeübt wird und sich dieselben also nicht berühren. Auch die Grösse des Hammergewichtes lässt sich durch Verschiebung des Gewichtes g und ebenso die Lage und Spannung der beiden Federn f_1 und f_2 mit Hilfe der Schrauben r_1 und r_2 nach Bedarf regeln. Die Klemmen l_1 und l_2, an welchen die Kontaktfedern liegen, sind beide vom Gehäuse zz isoliert und mit der „kommenden" und „gehenden" Freileitung verbunden, die ins Kästchen als Kabel bei der Seitenöffnung w eingeführt werden.

Ein erst seit wenigen Jahren vorwiegend in einigen Direktionsbezirken der königlichen preussischen Staatsbahnen (z. B.

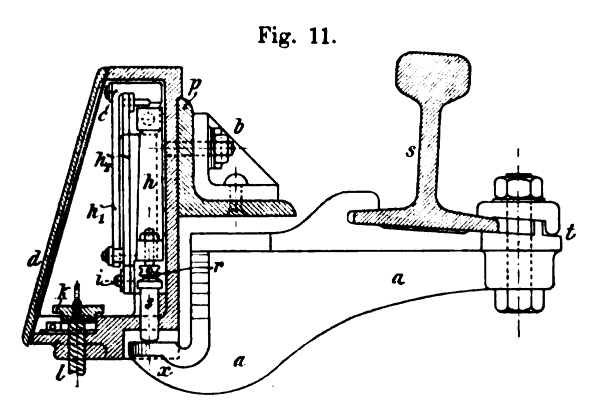
Altona, Köln, Stettin, Posen) und bei der Reichseisenbahn in Elsass verwendeter Schienendurchbiegekontakt wird in der Berliner Werkstätte der Firma C. Lorenz erzeugt und geniesst den Ruf grosser Dauerhaftigkeit, leichter Unterhaltung und vollständiger Unempfindlichkeit gegen äussere Einwirkungen. Zur Anbringung derselben

Fig. 10.



benutzt man stets die Gleisstelle zwischen zwei zunächst der Mitte einer Fahrschiene angebrachten Querschwellen w_1 und w_2 (Fig. 12), auf denen eine Winkeleisenschiene p (Fig. 10 bis 12) anschliesst, welche genau in ihrer Mitte die eigentliche Kontaktvorrichtung trägt und an ihren beiden Enden mittels Klammern am Fusse der Fahr-

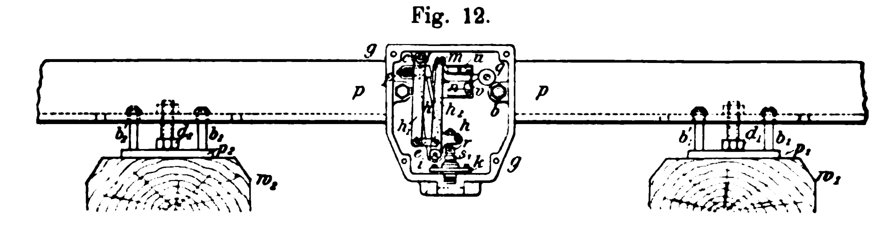
Fig. 11.



schiene befestigt ist. In dem mittels zweier Schraubenbolzen b an p p befestigten gusseisernen Gehäuse g g der Kontaktvorrichtung wirken drei Gelenkhebel h, h_1 und h_2 in nachstehender Weise zusammen: Der Hebel h_1 ist bei i drehbar; sein kurzer, rechtsseitig abstehender Arm trägt eine Kreuzlochschraube r, welche auf einen lose durch den Gehäuseboden geführten Bolzen s aufruht. Der lange Arm des

Hebels h bildet am oberen freien Ende einen Knaggen, der gegen einen rundköpfigen Stift in einer Bohrung des Hebels h_1 anliegt. Letzterer Hebel ist in c drehbar und durch ein Gelenk e mit dem auf der Drehachse i des Hebels h lose angebrachten Hebel h_2 gekuppelt, dessen freier Arm mittels eines Stiftes in den Schlitz m eines in n drehbaren Schalterhebels eingreift. Dieser letztere hat die Form eines Winkelhebels, der auf seinem längeren Arm z mit dem Gewicht q versehen ist, welches das Bestreben hat, den Schalthebel so zu drehen, dass z nicht nur die Kontaktspange u sondern auch v berührt. Diesem Bestreben wirkt der am Fusse der Fahrschiene S (Fig. 11) mittels der Bolzenlasche t festgeklemmte gusseiserne Arm aa entgegen, indem er unter den Bolzen s, auf dem die vervielfältigte Last von q (Fig. 10) übertragen wird, greift und denselben derart festhält, dass der freie Arm z des Schalthebels mit dem Gewicht q an einen Anschlag an der oberen Kontaktspange u leicht federnd

Fig. 12.



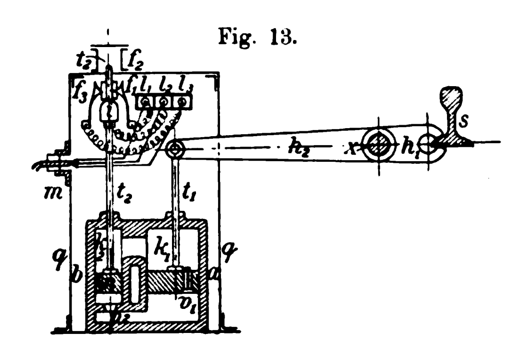
anliegt. Die untere Kontaktspange v steht durch eine Ader des im Klemmkopf k festgelegten Kabels mit der kommenden elektrischen Stromleitung, u hingegen mit der Erde in Verbindung. Solange nun die Fahrschiene unbelastet bleibt, werden alle Arbeitsteile von dem Bolzen s in der durch Fig. 10 und 11 ersichtlich gemachten Lage gehalten. Befährt jedoch ein Zug die Stelle, so geht bei beginnender Belastung der Fahrschiene der Arm aa nieder, wodurch also der Bolzen s frei wird. Derselbe senkt sich zunächst unter dem Drucke der auf h wirkenden Feder f (Fig. 10), welche in einer Bohrung des Hebels h sitzt; hat f seine Bewegungsgrenze erreicht, so folgt das ganze Hebelwerk dem niedergehenden Bolzen s unter dem Einflusse des Gewichtes q, bis der Schalterhebelarm z an der Kontaktspange v einen Anschlag findet. Im Augenblicke der Berührung zwischen z und v ist der gewünschte Stromweg geschlossen. Bei fortschreitender Belastung der Fahrschiene geht zwar der Arm aa noch weiter nieder, was aber auf die Lage der Kontaktvorrichtung keinen weiteren Einfluss übt. Wenn dann der Raddruck auf die Fahrschiene aufhört und

letztere ihre Grundstellung zurückgewinnt, bringt der mit ihr wieder hochgehende Arm aa durch den Druck auf s die gesamten Hebel und den Stromschliesser auch wieder in die ursprüngliche Ruhelage zurück, so dass der Stromweg v, u aufhört. Die etwa durch erhebliche Wärmesteigerung eintretenden Längenveränderungen der Fahrschienen können unter Umständen bewirken, dass der Arm aa den Bolzen s aufwärts drückt, wobei dieser den erleidenden Druck durch Vermittelung von h, h_1 und h_2 auf den in seiner Ruhelage durch einen Anschlag begrenzten Stromschalterhebel z überträgt. In diesem Falle nimmt jedoch die Spiralfeder f (Fig. 10), gegen welche sich der Hebel h lehnt, den Druck auf, so dass eine Beschädigung des Hebelwerkes vollkommen ausgeschlossen erscheint. Wie bereits weiter oben erwähnt wurde, ist die das Stromschliesserkästchen tragende Winkelblechschiene pp an ihren beiden, in der Zeichnung nicht mehr dargestellten Enden durch Klemmenbacken, ähnlich wie das Stück aa (Fig. 11), am Fusse der Fahrschiene festgemacht. Dazwischen liegt pp (Fig. 12) aber auch auf den beiden Eisenbahnschwellen w_1 und w_2 auf und zwar mittels der Platten p_1 und p_2, welche mit dem wagrechten Teil des Winkeleisens durch je zwei Schraubenbolzen b_1 und b_1' bezw. b_2 und b_2' verstellbar in Verbindung stehen; eine dritte kräftige Schraube d_1 und d_2, welche in der Mitte zwischen den beiden Verbindungsbolzen angebracht ist, dient als Stell- bezw. Spannschraube und besitzt deshalb eine sichernde Gegenmutter, welche den Rückgang der einmal richtig eingestellten Spannschraube verhindert. Mit Hilfe der eben erwähnten Spannschrauben erhält der Kontaktkästchenträger bei der Anbringung seine endgültige, d. h. richtige Lage, indem dieselben durch Lüften oder Anziehen derart eingestellt werden, dass der nach Roheinstellung der Gesamtvorrichtung vorhandene Abstand zwischen Unterkante der den Kontakt tragenden Winkeleisenschiene pp und der Schwellenoberkante um 3 bis 4 mm vergrössert wird und sonach das Winkeleisen einen sanften aber festgespannten Bogen bildet. (Vergl. Dinglers Polytechnisches Journal 1901, Bd. 316, S. 649, und 1903, Bd. 318, S. 298).

Im Betriebe Cardanischer Blocksignale, welche 1900 auf einigen Strecken der italienischen Mittelmeerbahn zum Versuche eingeführt wurden, und bei welchen die Deckung der Züge und die Lösung der Blocksperre auf selbstthätigem Wege geschieht, wogegen die Vormeldung und die Erteilung der Einfahrterlaubnis von Blockabschnitt zu Blockabschnitt den Bahnwärtern vorbehalten sind, benützt man für die beiden selbstthätigen Vorrichtungen Streckenstromschliesser

mit Fühlhebel und Verzögerungsvorrichtungen von der in Fig. 13 ersichtlich gemachten Anordnung. Die Durchbiegungen der Fahrschiene s übertragen sich auf einen zweiarmigen Hebel $h_1 h_2$, der mit dem kürzeren Arm h_1 den Schienenfuss wie eine Zange umklammert, während an dem längeren Arm h_2 die Stange t_1 eines Pumpenkolbens k_1 im Gelenke hängt. Neben dem Cylinder a, in welchem sich der Kolben k_1 bewegen kann, befindet sich ein zweiter engerer Pumpencylinder b, der mit dem ersteren oben durch einen offenen Querraum und unten durch ein breites Rohr und das Ventil v_2 in Verbindung steht. In diesem zweiten Cylinder bewegt sich der mit einer engen, von oben bis unten durchlaufenden Bohrung n versehene Kolben k_2, welcher die senkrechte, in zwei Führungen laufende Stange t_2 trägt, auf der das versilberte Kontaktstück i festgeschraubt ist. Der gesamte Raum unterhalb der beiden Kolben, sowie auch der Raum über den beiden Kolben bis über die Höhe der die beiden Cylinder trennenden Scheidewand hinaus ist mit Glycerin oder einer ähnlichen zweckentsprechenden Flüssigkeit gefüllt. Wird die Fahrschiene s infolge einer Radbelastung niedergebogen, so hebt sich h_2 mit t_1 und k_1, wobei Flüssigkeit durch das Ventil v_1 unter k_1 tritt. Kehrt die eingebogene Schiene in ihre Ruhelage zurück, dann drückt der nach abwärts gehende Kolben k_1, dessen Ventil v_1 sich jetzt verschliesst, die vorhin in den Unterraum eingetretene Flüssigkeit durch das Ventil v_2 unter den Kolben k_2, der folgedessen emporgetrieben wird, so dass letzterer nach wenigen Auf- und Niederbewegungen des Armes h_2 bereits seinen höchsten Stand erreicht hat, weil sich das Ventil v_2 zufolge des in b entstehenden Ueberdruckes schliesst. Durch das Hochgehen des Kolbens k_2 wird das Kontaktstück i zwischen drei der Stange t_2 zugekehrte voneinander isolierte Kontaktfedern f_1, f_2 (in der Zeichnung nur teilweise sichtbar) und f_3 hineingedrückt, so dass alle drei Federn, von denen jede zu einer der eingeführten Leitungen l_1, l_2, l_3 angeschlossen ist, gleichzeitig mit i in Berührung gelangen und dadurch gegenseitig in leitende Verbindung gebracht oder gemeinsam an Erde gelegt werden. Bei diesem höchsten Stande des Kolbens k_1 ist bereits unter seiner Bodenfläche für die Flüssigkeit der Weg offen,

Fig. 13.

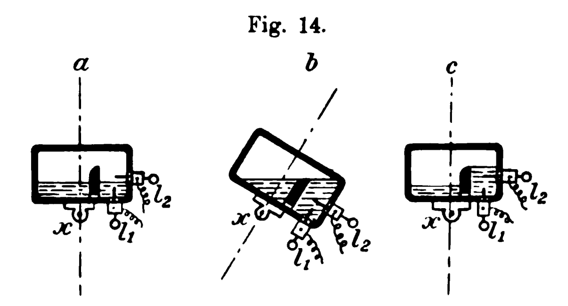


um durch die obere Verbindung ungehindert vom kleinen Cylinder in den grossen zurückzufliessen; es werden daher die während der Vorbeifahrt eines Zuges späterhin noch vorkommenden Schieneneinbiegungen bezw. Hebelbewegungen weiter keine Wirkung mehr hervorrufen als die Behinderung des Rückganges, welchen der Kolben k_1 vermöge seines Eigengewichtes und der über ihm befindlichen gepressten Luft anzutreten das Bestreben hat. Erst bis die Schiene s nicht mehr eingebogen wird, sondern ihre Ruhelage dauernd wiedergewinnt, kann der Rückgang von t_2 und damit die Lösung des dreifachen Erdschlusses erfolgen, jedoch nur sehr langsam, weil das Ventil v_2 den unteren Weg von b in den grossen Cylinder a abschliesst und daher der gesamte unter dem Kolben k_2 befindliche Flüssigkeitsüberschuss erst durch die Bohrung n nach oben verdrängt werden muss, wozu in Anbetracht des geringen Querschnittes von n einige Sekunden Zeit erforderlich sind (vergl. G. Rank, Zeitschrift des österreichischen Ingenieur- und Architektenvereines 1901, S. 619).

7. In Anbetracht der besonderen Dienlichkeit des Quecksilbers zur Erzeugung von veränderlichen Stromwegen fehlt es natürlich auch nicht an Streckenstromschaltern, welche hiervon Gebrauch machen. Eine der ältesten Anordnungen dieser Art ist ein von Mors erdachter, seit 1882 auf der Paris-Lyon-Mittelmeerbahn in Annäherungssignalanlagen verwendeter Stromschliesser, bei dem die durch Raddruck erzeugten Schwingungen der Fahrschiene sich auf ein an dem Schienenfuss befestigtes eisernes Gefäss übertragen, in welchem Quecksilber enthalten ist. Durch die Wand des Gefässes ist die kommende Leitung eingeführt und im Gefässinnern mit einem isoliert angebrachten Kontaktkegel verbunden, der sich mit seiner Spitze 1 bis 2 mm oberhalb des Quecksilbers befindet, bei den Schwenkungen des letzteren aber mit demselben in Berührung gelangt und durch die weitere Vermittelung der Metallteile der Vorrichtung und des Fahrgleises einen Stromweg zur Erde herstellt. Der Stand des Quecksilbers lässt sich mittels einer Schraube regeln, welche seitlich durch die Gefässwand in das Quecksilber eindringt (vergl. Elektrotechnische Zeitschrift 1883, S. 350). Dieselben Rüttelkontakte sind derzeit in einer etwas vervollkommneten Anordnung auf einigen Linien der holländischen Eisenbahngesellschaft für die elektrischen Blocksperren bei Siemens & Halskeschen Blocksignalanlagen angewendet. Das zur Aufnahme des Quecksilbers bestimmte prismatisch gestaltete, gusseiserne Gefäss ist isoliert auf einer schmiedeisernen Tragplatte festgeschraubt, die in gewöhnlicher Weise mittels Klemmbacken an

dem Fuss der Fahrschiene freischwebend festgemacht wird, ganz ähnlich wie es Fig. 8 ersehen lässt. Innerhalb des Gehäuses sind zwei Querstücke aus Hartgummi befestigt und in jedem dieser Querstücke stecken je zwei polierte Stahlbolzen, welche unten die Form eines Nietenkopfes besitzen, während sie oben mit einem Gewinde und zwei als Anschlussklemmen benutzbare Messingmuttern versehen sind. Rechts wie links an den Gefässwänden lassen Klemmbüchsen die kommende, sowie die gehende Leitung den Weg in das Gefässinnere finden, wo jede dieser zwei Leitungen an zwei der oben erwähnten Bolzen angeschlossen wird. Im unteren Gefässteil befindet sich Quecksilber, das also bei jeder Vorbeifahrt eines Zuges geschwenkt wird und hierdurch mit den Stahlbolzen in Berührung gelangend den Stromweg zwischen den beiden Leitungen vermittelt. Eine am tiefsten Punkte des trichterartigen Gefässbodens angebrachte stählerne Ver-

Fig. 14.



schlussschraube hat einerseits den Zweck, im Bedarfsfalle die Entleerung der Gefässe zu ermöglichen, andererseits dient sie zur Regelung der Höhe des Quecksilberstandes, indem sie aufwärts oder zurückgeschraubt wird.

Noch früher als Mors hatte schon Lartigue in einschlägiger Weise das Quecksilber für Radtaster verwertet und zwar zu einer Verzögerungsvorrichtung, die allerdings auf den Druckhebel selbst keine Rückwirkung übt, wohl aber die Stromschliessung bedeutend verlängert. Das Wesentliche dieser Anordnung erhellt aus Fig. 14. Ein schmales, prismatisches, luftdicht geschlossenes Gefäss aus Ebonit, Glas, Porzellan oder einem ähnlichen nichtleitenden Stoffe ist durch eine nicht ganz bis zur Höhe reichende Scheidewand in zwei ungleich grosse Teile geteilt. Am Fusse der Scheidewand befindet sich in derselben ein enges Loch, durch welches das Quecksilber, mit dem beide Kammern bis zu einer gewissen Höhe gefüllt sind, zusammenfliesst. In der kleineren Gefässkammer sind durch die Wände zwei Platin-

stifte eingeführt, an welche aussen am Gefässe durch Vermittelung von Klemmen die kommende und gehende Leitung l_2 und l_1 anschliessen. Nebenbei bemerkt, ist das Gefäss wohl auch von Eisen hergestellt worden, so dass es den Erdschluss vermitteln konnte; in diesem Falle braucht nur die kommende Leitung mit l_2 durch die Gefässwand eingeführt zu werden; doch muss der betreffende Platinstift natürlich von dem eisernen Gefässe sorgfältig isoliert sein.

Wenn nur — die zuerst in Betracht gezogene Anordnung im Auge behalten — das Gefäss auf einer Drehachse x angebracht ist, so wird in der kleineren Kammer, so lange das Gefäss, wie z. B. in Fig. 14**a**, wagrecht steht, eine metallische Verbindung zwischen den beiden Platinstiften nicht bestehen, weil der eine Stift höher liegt, als das Quecksilber emporreicht. Wird hingegen das Gefäss im Sinne der Fig. 14**b** um die Achse x genügend gekippt, so gelangt auch der zweite Platinstift ins Quecksilber; ausserdem stürzt letzteres aus der grösseren Kammer über die Scheidewand hinweg in die kleinere und wenn nun auch die wagrechte Lage wieder zurückgewonnen wird, hört der Stromweg, wie Fig. 14**c** ersehen lässt, doch nicht sogleich auf, weil der in der kleinen Kammer vorhandene, durch die Scheidewand wie von einer Schütze zurückgehaltene Quecksilberüberschuss durch das feine Verbindungsröhrchen nur langsam wieder in die grössere Kammer zurückfliessen kann. Erst bis der Ausgleich des Quecksilberstandes beiderseits nahezu stattgefunden hat, tritt wieder die normale Unterbrechung des Stromweges $l_1 l_2$ ein. Erfolgt nun ein mehrmaliges Kippen des Gefässes sehr rasch hintereinander, so ist es möglich, dass von der einen Schwenkung bis zur nächsten der Quecksilberstand nicht Zeit findet, sich auszugleichen, wodurch dann ein fortdauernder Stromschluss entsteht, der erst einige Zeit nach dem letzten Kippen aufhört. Es ist übrigens keineswegs geboten, dass das Quecksilbergefäss normal wagrecht liegt, sondern es kann ebensowohl während der Ruhelage schräg gestellt sein und in die wagrechte Lage oder auch weiter gekippt werden; es müssen eben nur die Platinstifte demgemäss eingesetzt sein. Soll das gekippte Quecksilbergefäss einfach als Stromschliesser ohne Verzögerung wirken, wie er ja auch häufig angewendet wurde, so bedarf es natürlich keiner Scheidewand.

Die bei der französischen Nordbahn mit solchen Quecksilberkontakten versehenen Radtaster bestehen aus einem zweiarmigen, gusseisernen Hebel, der mit seinem Lagergestelle an einer gewöhnlichen Schienenstosslasche angebracht und mittels zweier Bolzenschrauben an den Steg der Fahrschiene befestigt wird, sei es an einer beliebigen Stelle,

sei es an einem Schienenstoss selber, wo letzterenfalls die Notwendigkeit wegfällt, erst besondere Löcher für die Schraubenbolzen in den Schienensteg zu bohren. Auf dem links liegenden, bedeutend schwereren Arm ist das Quecksilbergefäss festgemacht, in welchem bloss das Ende der kommenden Leitung eingeführt ist, während der zweite Anschluss schon im Büchseninnern zu den Eisenteilen der Vorrichtung und durch das Gleis zur Erde gewonnen wird. An der rechten Seite des Drehhebels befindet sich ein schräggestelltes Stück aus starkem Stahlblech, das an einem unteren Ende an den kurzen Arm angeschraubt, in der Mitte des Hebels mit demselben nur durch eine bufferartige, starke Kautschukzwischenlage verbunden ist. Schwächere Kautschukplatten sind auch an den unteren Flächen des gusseisernen Hebels angebracht. Bei der durch Anschläge und durch die Kautschukunterlagen bestimmten Grundstellung des obgedachten schrägen Blechstreifens ragt derselbe etwa 2 cm über die Schienenoberkante empor; das erste Rad jedes einlangenden Zuges drückt denselben nach abwärts, so dass im hochkippenden Quecksilbergefäss die Stromschliessung erfolgt. Nachdem das Rad vorüber ist, stellt der Rückdruck der Kautschukpolster gemeinsam mit dem Eigengewichte der Vorrichtung die Ursprungslage wieder her und derselbe Vorgang wiederholt sich immer wieder bei allen übrigen Rädern jedes Zuges (vergl. „Annales télégraphiques 1877, S. 17). Da aber das Zurückströmen des Quecksilbers immer mehr Zeit benötigt als die Aufeinanderfolge der Räder gewährt, so entsteht für jeden Zug eine einzige fortdauernde Stromschliessung, die erst einige Sekundenteile nach erfolgter Vorbeifahrt des ganzen Zuges wieder aufhört. Derartige Radtaster sind vorwiegend nur für Doppelgleise bezw. nur für jene Züge bestimmt, welche im Sinne der Neigung des Anlaufbleches fahren: nichtsdestoweniger gehört die Vorrichtung keineswegs zu den sogenannten einseitig ansprechenden Streckenschaltern, denn sie kann auch von Hilfsmaschinen oder Kieszügen u. dergl. aus der entgegengesetzten Richtung ohne Schaden befahren werden und verrichtet auch bei dieser Inanspruchnahme in gewöhnlicher Weise ihre Wirkung als Stromschliesser.

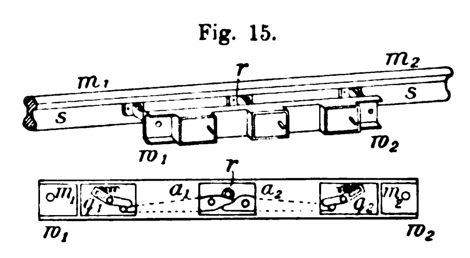
In seinem 1882 im „Le Génie civil“ erschienenen Ausstellungsbericht erwähnt Ingenieur Cossmann, dass damals fünfzig Radtaster der eben geschilderten Anordnung auf mit Schnellzügen befahrenen Hauptlinien der französischen Nordbahn seit 6 Jahren tadellos im Betriebe standen. Nichtsdestoweniger haften den an sich so handsamen und gut verwendbaren Quecksilberkontakten mit Ver-

zögerung für alle Fälle zwei Mängel an, die ihre sonstigen unleugbaren Vorzüge beeinträchtigen. Es kommt nämlich vor, dass das dünne Verbindungsröhrchen zwischen den zwei Gefässkammern durch Unreinlichkeiten verstopft wird, die sich zufällig vorfinden oder wohl auch im Laufe der Zeit infolge Oxydation des flüssigen Metalls von selbst erzeugen können, und dass die Leitungsanschlüsse, weil sie die Bewegungen des Quecksilbergefässes mitmachen müssen, bei längerer Verwendung leicht abgeknickt werden.

Ein von Tormin angegebener und von der königlichen Eisenbahndirektion Köln (rechtsrheinisch) 1893 in Frankfurt ausgestellt gewesener Stromschliesser (vergl. Dinglers Polytechnisches Journal 1892, Bd. 285, S. 61) stellt gleichsam eine Verbindung des alten Lartigueschen Blasbalgschalters (Fig. 5) mit dem Lartigueschen Quecksilberkontakt (Fig. 14) dar, mit dem Unterschied, dass der Antrieb nicht durch unmittelbaren Raddruck, sondern im Wege eines Fühlhebels durch Schienendurchbiegung erfolgt, und dass der Quecksilberkontakt wesentlich einfacher ausgeführt und billiger hergestellt ist. Ein die ganze Vorrichtung einschliessendes Gehäuse schützt durch zwei auf den Schienenfuss aufliegende Klappen auch die Stelle, wo der Fühlhebel unter die Fahrschiene greift. Am Ende des längeren Armes dieses Hebels führt eine Gelenkstange nach aufwärts, wo sie von einer aus zwei tiefgenuteten Rollen bestehenden Führung gehalten wird. Auf das oberste als verstellbare Rolle ausgebildete Ende der Stange stützt sich der Unterteil eines in dem Gehäuse eingebauten Blasbalges. Auf derselben Querwand des Gehäuses, welche den Blasbalg trägt, befindet sich oben ein zweiter, kleinerer Blasbalg, der sich nach aufwärts öffnet, sobald sich der grössere nach abwärts ausdehnt, so dass während der Ruhelage des Stromschliessers letzterer ausgespannt und der erstere zusammengedrückt ist. Beide Blasbälge stehen untereinander durch ein Rohr, das in einem Kugelventil endigt, in Verbindung. Auf dem oberen Blasbalg liegt in zwei Holzbacken ein luftdicht geschlossenes mit Quecksilber halbgefülltes Glasröhrchen fest, in das zwei voneinander abgesonderte Platindrähte eingeschmolzen sind, von denen der eine mit der kommenden, der andere mit der gehenden Leitung durch angelötete Zuführungsdrähte in Verbindung stehen. Infolge der geneigten Lage, in welcher das Glasröhrchen eingesetzt ist, befindet sich das Quecksilber während des Ruhezustandes der Vorrichtung lediglich im unteren Teile der Röhre, so dass es mit den beiden Platindrähten in keine Berührung gelangt. Damit diese Lage des Glasröhrchens gehörig eingehalten bleibt, bezw. damit der kleine

Blasbalg in der Ruhelage stets vollständig geschlossen sei, ist sein Oberteil durch ein Bleigewicht noch besonders beschwert. Jede durch das Befahren des Eisenbahngleises erzeugte Schienendurchbiegung hebt die aufwärtsführende Stange, welche hierbei den grossen Blasbalg zusammendrückt; aus diesem wird sonach Luft durch das Kugelventil in den kleinen Blasbalg gepresst, der sich demzufolge aufbläht. Auf diese Weise erfährt auch die Lage des Glasröhrchens eine Aenderung, welche es mit sich bringt, dass das Quecksilber nach rechts fliesst und daher die beiden Platindrähte im Röhrchen leitend verbindet. Da die aus dem grossen in den kleinen Blasbalg hineingetriebene Luft nur langsam durch eine dünne Bohrung wieder entweichen kann, dauert es nach jedesmaliger Bethätigung der Vorrichtung 2 bis 3 Sekunden, bevor der kleine Blasbalg und mit ihm die Quecksilberröhre die Ruhelage ganz gewinnt. Mithin währt auch die Stromschliessung stets mindestens eine Sekunde länger als die Vorbeifahrt jedes Zuges.

Fig. 15.



Eine andere Abart des Lartigueschen Quecksilberkontaktes ist der von Sykes angegebene, nach Fig. 15 ausgeführte Stromschliesser (vergl. Engineering vom 27. Mai 1892, vom 16. September 1892, The Engineer vom 29. Juli 1893), der auf mehreren der grossen englischen Eisenbahnen, insbesondere auf den freien Strecken, wo die Schnellzüge mit grösster Geschwindigkeit fahren, angewendet wird. Ein 1,8 m langes, an drei Stellen u-förmig ausgebogenes, aus starkem Stahlblech hergestelltes Wangenstück $w_1 w_2$ (Fig. 15) ist an seinen beiden Enden mittels Pratzen m_1 und m_2 und durch Schraubenbolzen an den Steg der Fahrschiene s steif befestigt. Dieses Wangenstück $w_1 w_2$ bildet mit einem blechernen Schutzdeckel einen nach allen Richtungen abgeschlossenen Kasten und trägt vier in die Stahlblechwand eingenietete, wagrechte Drehzapfen, auf denen die beiden stählernen, zweiarmigen Hebel a_1 und a_2 (Fig. 15, II), sowie die beiden aus gewöhnlichem Eisen hergestellten als die eigentlichen Stromschliesser wirkenden Winkelhebel q_1 und q_2 sitzen. Letztere lehnen sich mit ihren schwereren, etwas nach abwärts gebogenen Schenkeln gegen einen Rollenstift, der am Ende des gegenüberliegenden längeren Armes von a_1 bezw. a_2 seitlich vorsteht. Die kürzeren Arme der Hebel a_1 und a_2 lehnen sich hingegen ihrerseits an einen starken Stahlstift r, welcher mit $w_1 w_2$ in keinerlei sonstiger Verbindung steht, sondern

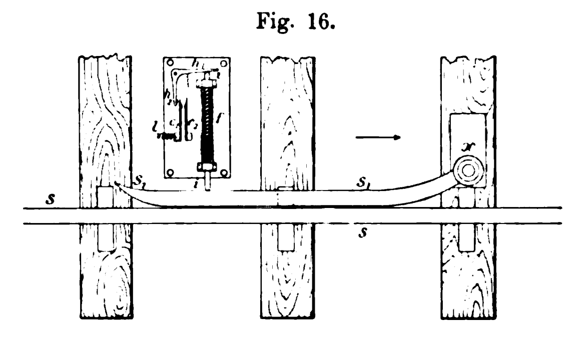
mittels Laschen und Schrauben an der Fahrschiene s in der Mitte zwischen m_1 und m_2 festgemacht ist. Der Befestigungspunkt von r soll mit jener Schienenstelle zusammenfallen, welche während des Befahrens durch Fahrzeuge die stärkste Einbiegung erfährt; er muss demgemäss einerseits ziemlich in die Längsmitte der Schiene, anderseits in der Mitte zwischen zwei Unterlagsschwellen des Oberbaues angeordnet werden. Ueberfährt ein Zug die Schienenstelle, so wird bei jeder Radbelastung der Stift r etwas nach abwärts gedrückt, wodurch die äusseren langen Arme der Hebel a_1 und a_2 gehoben und also auch die Hebel q_1 und q_2 mit ihrem längeren Arm nach aufwärts gekippt werden. Da nun die kürzeren Arme an den beiden letztgenannten Hebeln je ein kleines cylindrisches Eisennäpfchen tragen, das oben mit einem nichtleitenden Stöpsel verschlossen ist, durch den eine mit der kommenden Leitung verbundene Platinnadel in das Innere des Gefässes hineinragt und nachdem in den beiden Näpfen sich eine entsprechende Menge, nämlich beiläufig ein Theelöffelchen voll Quecksilber befindet, welches beim vorgedachten Kippen der Hebel q_1 und q_2 mit der Nadel in Berührung gelangt, so wird also jede Schienendurchbiegung in der Kontaktvorrichtung bei q_1 wie q_2 einen Stromschluss zur Erde hervorbringen. Von diesen Sykesschen Streckenstromschaltern finden sowohl solche Verwendung, bei denen die beiden Kontaktvorrichtungen parallel in einen einzigen Schliessungskreis geschaltet sind, als solche, bei denen jede derselben in einer besonderen Leitung liegt, in welchem Falle also von einer Stelle der Strecke aus gleichzeitig zwei getrennte Stromkreise bedient werden.

Von allen obigen Quecksilberkontakten weicht der bekannte, weitverbreiteste Siemens & Halskesche mittels Schienendurchbiegung angetriebene Stromschliesser sowohl durch die Ausnützung hydraulischer Wirkungen als durch die eigentümliche Verzögerungsvorrichtung vollständig ab. Schon 1886 wurde durch Karl Frischen im Aprilheft der Elektrotechnischen Zeitschrift die erste Mitteilung über die nähere Anordnung dieser Vorrichtung veröffentlicht, welche seither keine grundsätzlichen Abänderungen mehr erfahren hat. In der Längsmitte einer Fahrschiene wird zwischen zwei Oberbauquerschwellen ein breites Quecksilbergefäss eingespannt, dessen elastischer Deckel jede von den vorüberkommenden Zügen hervorgerufene Schieneneinbiegung durch einen zwischen Schienenfuss und Gefässdeckel eingelegten Druckbolzen aufnimmt. Demzufolge wird aus dem breiten Gefässe Quecksilber in ein kleines kommunizierendes Gefäss hochgetrieben, wo es den Stromschluss herstellt. Letzterer erfährt dadurch eine Verzögerung,

dass der Rückgang des kontaktbildenden Quecksilbers in das Hauptgefäss nur durch eine enge Bohrung, also nur langsam erfolgen kann. Im Jahre 1890 standen solcher Streckenstromschliesser auf europäischen Vollbahnen bereits 1211 Stück in Verwendung, welche Anzahl sich seither längst mehr als verdoppelt haben mag (vergl. Schubert „Die Sicherungswerke im Eisenbahnbetriebe", 3. Aufl., S. 97; Rank „Die Streckenblockeinrichtungen" S. 29).

8. Eine andere Form der Thätigmachung durch unmittelbaren Einfluss der Räder ist auch noch im Wege der sogenannten Anlaufschienen möglich und als ältester Vertreter dieser namentlich in England heimischen Einrichtungen darf der in Fig. 16 skizzierte Preecesche Taster gelten, wie derselbe von der London and South Western Railway benützt wurde (vergl. Engineering, Bd. II, S. 286 und 291). Der Antrieb geschieht mit Hilfe einer innerhalb des Gleises

Fig. 16.



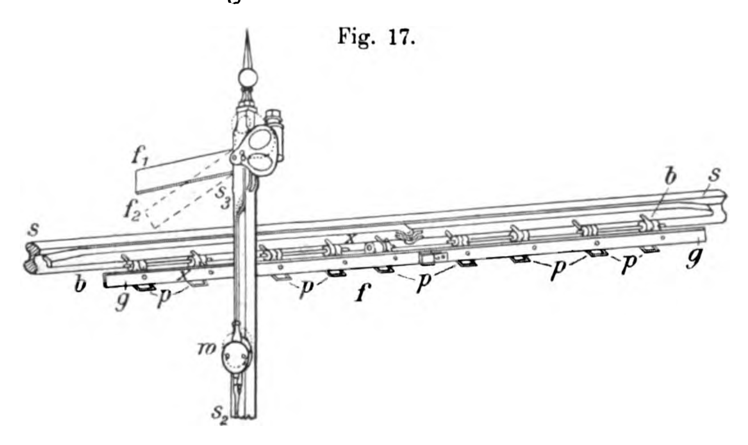
knapp neben einer Fahrschiene s angebrachten, um einen Achsenzapfen x wagrecht beweglichen Wangenschiene s_1, die durch eine Schiebstange i, bezw. durch eine kräftige, mit einem Ende auf i befestigte und zwischen zwei Stangenführungen eingespannte Spiralfeder f gegen die Fahrschiene s gedrückt wird. Sobald ein Zug die Stelle befährt, gelangen die Spurkränze der betreffenden Radreihe zwischen die beiden Schienen, daher s_1 zur Seite ausweicht, wobei die Stange ii den Arm h_1 eines durch eine Gegenfeder gehaltenen Winkelhebels hebt, dessen zweiter Arm h_2 mit einem Einsatzdaumen aus Ebonit oder Elfenbein oder dergl. die mit der kommenden Leitung verbundene Kontaktfeder c_1 auf die durch das Gehäuse zur Erde angeschlossene Feder c_2 presst.

Mit derartigen und ähnlichen Vorrichtungen hat man auf einigen englischen Eisenbahnen, namentlich an Einfahrt- oder Ausfahrtsicherungen vor oder auf Bahnhöfen eine Verlängerung der Taster-

thätigkeit dadurch zu erzielen verstanden, dass statt einer Vorrichtung zwei oder mehrere hintereinander in Abständen von beiläufig einer halben Radstandlänge ins Gleis verlegt wurden, so dass während der Vorbeifahrt eines Zuges immer einer oder der andere Stromschalter in die Arbeitslage gelangte, bevor in allen Kontakten wieder die gewöhnliche Ruhelage Platz griff; demgemäss blieb also der Stromweg ebenso lange geschlossen oder unterbrochen u. s. w. als der Zug Zeit brauchte, die mit solchen hintereinander geschalteten Stromschliessern oder Stromunterbrechern besetzte Bahnstrecke zurückzulegen.

Eine ebenfalls bei mehreren grossen englischen Hauptbahnen eingeführte, von Sykes angegebene Stromschlussvorrichtung mit Anlaufschiene wird in der Regel nur an Bahnhofsabschlüssen oder überhaupt

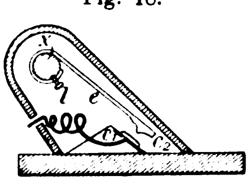
Fig. 17.



an Bahnstellen in Verwendung genommen, wo die Züge regelmässig mit herabgeminderter Geschwindigkeit fahren. Diese Vorrichtung besteht aus zwei Hauptteilen, nämlich aus der u-eisenförmigen, vorne wie rückwärts abgeflachten, knapp neben der Fahrschiene s (Fig. 17) angebrachten Anlaufschiene b, auf welche die Radreifen der vorüberkommenden Eisenbahnfahrzeuge auflaufen, und aus der Flacheisenschiene g, welche der ersteren als Gegengewicht dient. Damit diese im ganzen etwa 8,5 m lange Anordnung nicht zu steif werde, besteht sie aus zwei gleichen Hälften, die durch ein Gelenk miteinander verbunden sind; durch diese Teilung erfährt auch die Unterhaltung der Vorrichtung eine wesentliche Erleichterung. Jede der beiden vorgenannten Schienen bb und gg ist mit acht in gleichen Abständen voneinander verteilten Speichen auf einer eisernen Welle x befestigt, welche in ebensovielen Trägern lagert, deren Fussplatten p an den

Bahnschwellen des Oberbaues festgeschraubt sind. Auf diese Weise bildet also die Vorrichtung eine Art Wage, an welcher die Schiene b stets auf eine bestimmte Höhe, nämlich etwa 4 mm über die Schienenoberkante des Fahrgleises, durch g gehoben bleibt, weil letztere ein grösseres Gewicht besitzt als die erstere und sonach im Ruhezustande stets auf den angemessen weit vortretenden Lagerfussplatten p dauernd aufruht. Wenn aber ein Zug die Stelle überfährt, dann drücken die über b laufenden Räder diese Schienen nieder, während g gehoben wird. Da nun die beiden Schienen mit der Welle x fest verbunden sind, so erfährt die letztere durch das Kippen der Schienen eine kleine Drehung, und diese Bewegung ist es, welche zum Antriebe der in Fig. 18 für sich herausgezeichneten Kontaktvorrichtung verwendet wird. Die Drehachse x trägt nämlich zwischen ihrem vierten und fünften Lagerständer einen federnden, verstellbar festgeschraubten Metallarm e (Fig. 18), der einem auf einer Fussplatte angebrachten, von allen Teilen der Gesamtanordnung isolierten, aber mit der kommenden Leitung l in Verbindung stehenden Kontaktamboss c_1 gegenüberliegt. Beim Kippen der Schienenwage e g wird durch die Drehung der Welle x der Kontaktarm e mit c_1 auf c_2 gedrückt, also l an Erde gelegt (vergl. The Engineer vom 29. Juli 1893). Aehnliche als Stromschliesser oder Stromunterbrecher arbeitende Knickschienen erzeugen auch die Signalbauanstalten C. Lorenz in Berlin (vergl. Dinglers Polytechnisches Journal 1898, Bd. 310, S. 94), **Max Jüdl & Comp.** in Braunschweig, Krauss in München u. a. m.


Fig. 18.



B. Schaltvorrichtungen, welche mittels besonderer, an den Fahrzeugen angebrachter Teile bethätigt werden.

9. Bevor man noch irgendwie auf Streckenstromschliesser verfallen war, die unmittelbar oder mittelbar durch den Raddruck bethätigt werden, hatte man längst früher Vorrichtungen versucht, bei denen die stromführenden Leitungen, sei es an verschiedenen Stellen im Gleis, sei es ausserhalb des Gleises und des lichten Querschnittes der Eisenbahnfahrzeuge, in verschiedenen Höhen derart Platz fanden, dass sie während der Vorbeifahrt der Züge durch Bügel, Rollen, Arme, Federn, Metallbürsten u. s. w., welche an den Eisenbahnfahrzeugen an passender Stelle vorstanden, entweder untereinander oder mit Einrichtungen der Züge in leitende Verbindung gebracht wurden. In

dieser Weise sind z. B. bereits 1852 auf der Brighton and South-Eastern-Bahn gelegentlich der Versuche mit einer Tyerschen selbstthätigen Blocksignaleinrichtung Streckenstromschliesser angewendet gewesen, welche an jeder Blockstelle aus zwei 6 m langen, auf gefirnissten Längsschwellen befestigten Kupferblechstreifen bestanden, die im Gleise verlegt waren, und auf denen während der Vorbeifahrt jedes Zuges zwei auf der Lokomotive angebrachte federnde Bügel als Stromabnehmer streiften (vergl. v. Webers Eisenbahntelegraphen S. 143). Ein Jahr später wurden ähnliche Versuche von Manuel Fernando de Castro auf der Bahnstrecke Madrid-Aranjuez vorgenommen, wobei der betreffende Stromabnehmer an der Brust der Zugslokomotiven in der Form eines seitlich vorstehenden, drehbaren, eisernen Armes angebracht war, der stetig zwei längs der Bahnstrecke aus kantig gestellten Bandeisen ausgeführte Stromleitungen berührte, welche etwa 1 m höher als die Schienenoberkante des Fahrgleises neben dem letzteren auf Pflöcken isoliert befestigt waren. De Castro beschreibt diese späterhin noch oft nachgeahmte Anordnung und sein Blocksignal in einem 1859 in Paris erschienenen Druckschriftchen „L'Electricité et les chemins de fer". Im Jahre 1854 unterbreitete Graf Th. du Moncel der französischen Akademie eine auch auf der Pariser Weltausstellung 1855 vorgeführte Zugsicherung (vergl. Zetzsches Handbuch der Telegraphie Bd. IV, S. 190), für deren Betrieb Streckenstromschalter nachstehender Anordnung benützt werden sollten. Innerhalb des Fahrgleises waren, parallel zur Gleisachse, Kontaktschienen aus verzinktem Eisenblech von etwa 2 m Länge anzubringen, welche mit ihren beiden knieförmig abgebogenen Enden auf zwei in Oel getränkten Eichenholzwürfeln aufruhten und mit den zur nächsten Station führenden Telegraphenleitungen in leitender Verbindung standen. Auf diesen brückenförmigen Blechträgern gleiteten, wenn der Zug darüber wegfuhr, eiserne Stempel, welche mit der elektrischen Einrichtung des Zuges verbunden waren und die, indem sie mit den im Gleise ausgelegten Blechschienen in Berührung traten, einen Stromweg vom Zuge zur nächsten Station vermittelten. Aehnliche Anordnungen waren vor einem halben Jahrhundert gar viele entworfen und vorgeschlagen worden, ohne dass dieselben mit der einzigen Ausnahme des Lartigueschen sogenannten Krokodilkontaktes (vergl. Punkt 11) eine nennenswerte praktische Anwendung gefunden hätten. Sowohl die reinen Gleitkontakte als jene Vorrichtungen, bei welchen etwa ein einfacher Ausleger an der Lokomotive irgend einen Knickhebel, eine Kurbel, einen Wagebalken oder dergl. aus der Ruhelage bringt und dadurch eine feststehend an-

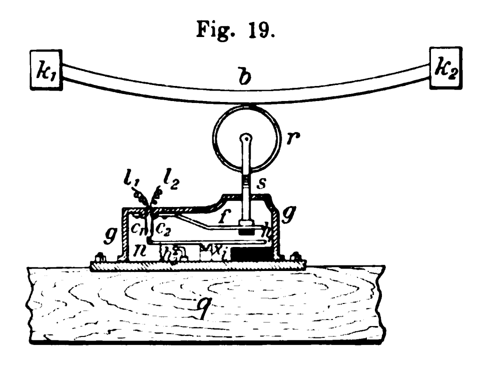
gebrachte Kontaktvorrichtung thätig macht, sind späterhin decennienlang von den mittels Raddruckes angetriebenen Streckenstromschaltern ganz verdrängt worden; erst in neuerer Zeit haben sie namentlich durch das Beispiel und die Bedürfnisse der elektrisch betriebenen Bahnen sozusagen eine Wiedergeburt erfahren, überdem in einer Weise, welche ihnen für die Zukunft wieder ein grosses Verwendungsgebiet in Aussicht zu stellen scheint.

Ueber die Licht- und Schattenseiten dieser Gattung von Streckenstromschaltern lässt sich schwer ein summarisches Urteil fällen, weil doch die aus der besonderen Betriebsform, Bauausführung u. s. w. sich ergebenden Anforderungen der Eisenbahnen, auf welchen jene verwendet werden, oft weit auseinander gehen und mitunter sogar derart verschieden sind, dass an der einen Verwendungsstelle irgend eine Eigenschaft als Vorteil gelten kann, die anderenorts als Nachteil angesehen werden müsste. Immerhin scheint es aber von vorhinein ausser Frage gestellt, dass denjenigen Streckenstromschaltern, welche aus ständigen, vom Zuge aus mit Hilfe von Auslegern u. s. w. zu bethätigenden Kontaktvorrichtungen bestehen, einer grösseren, d. h. schädlicheren Inanspruchnahme ausgesetzt und daher auch leichter der Zerstörung unterworfen sind als die gleitenden Kontakte, welche dagegen um so leichter durch Nebenschliessungen und Ableitungen gefährdet erscheinen und ungleiche Arbeit leisten, weil sie, was die Dauer der Stromschlüsse anbelangt, nicht nur von der Länge ihrer Berührungsteile, sondern auch in allen Fällen von der Geschwindigkeit abhängen, mit welcher die Züge darüber wegfahren. Beiden Formen haftet allerdings gemeinsam die Beschränkung an, dass sie eben nur von solchen Zügen bezw. Fahrzeugen ausgenützt werden können, welche im besonderen hierfür ausgerüstet sind, wodurch also auf den bezüglichen Bahnlinien die freie Durchzügigkeit bezw. der Uebergang von Wagen und Lokomotiven eine besonders für Vollbahnen störende Beschränkung erfährt.

10. Ein nach Fig. 19 angeordneter, von Spagnoletti angegebener Streckenstromschliesser der in Rede stehenden Gattung wird beispielsweise auf einigen Linien der Great-Western-Bahn und auf der Londoner Metropolitan-Bahn zur Lösung des Fahrverbotverschlusses bei Blocksignalanlagen benützt. Die Stromschlussvorrichtung ruht auf einem Längsholz q, das in der Mitte des Gleises verlegt und mit seinen zwei Enden auf den beiden nächsten Querschwellen des Oberbaues festgeschraubt ist. In dem gusseisernen Gehäuse g g, dessen Inneres durch zwei seitliche Schubthüren zugänglich ist oder

das auch von der Unterlagsplatte der Vorrichtung losgeschraubt und ganz abgehoben werden kann, befindet sich die mit einem Ende befestigte, kräftige Blattfeder f, an deren freiem Ende eine Stange s genietet ist, welche durch eine Oeffnung des Gehäusedeckels senkrecht emporragt und auf ihrem gabelförmig ausgestalteten Ende eine Rolle r trägt. Genau unter s ist an f ein kleines Kautschukkissen befestigt, welchem der kürzere Arm h_1 eines um x drehbaren Doppelhebels $h_1 h_2$ gegenüber liegt. Unter dem Arm h_1 liegt ein grösseres Kautschukkissen i; der längere Arm h_2 aber trägt an seinem äussersten Ende einen von $h_1 h_2$ isolierten Kontaktkegel n aus Platin. Dieser letztere befindet sich genau unter zwei mit der kommenden und gehenden Leitung l_1 und l_2 verbundenen Kontaktfedern c_1 und c_2. Zur Hervorrufung des Stromschlusses dient ein bogenförmiges Flacheisenstück b, das mittels zweier Spannköpfe k_1 und k_2 am Untergestell des letzten Wagens jedes Zuges angebracht ist. Durch das Vorüberkommen des natürlich in der Längsachse des Wagens, also genau oberhalb der Gleisachse liegenden Bogens b wird die Rolle r ganz wenig und verhältnismässig sanft nach abwärts gedrückt, wobei s mit f oder vielmehr mit dem unterklebten Kautschukpolster den Hebelarm h_1 nach abwärts auf das Kissen i drückt, demzufolge h_2 nach aufwärts geht und durch das Eindringen des Platinkegels n zwischen die Federn c_1 und c_2 den Stromweg von l_1 nach l_2 herstellt (vergl. Cossmann, „Applications de l'électricité au matériel des chemins de fer", Paris 1882; S. 112).

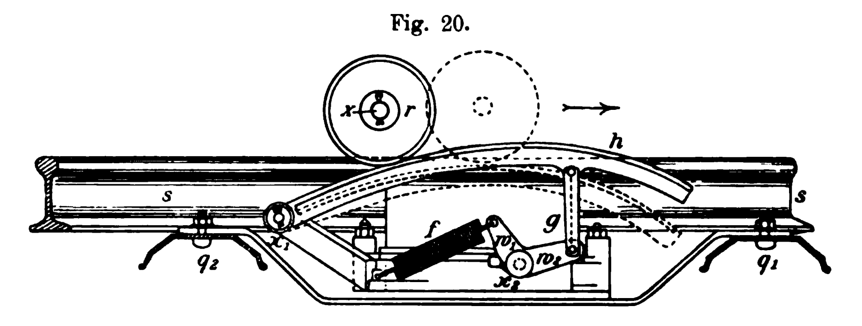
Fig. 19.



Auf der durch die Firma Siemens & Halske hergestellten Budapester elektrischen Untergrundbahn ist eine selbstthätige Blocksignalanlage vorhanden, welche die Deckung der Züge bezw. Einzelfahrzeuge auf dieser doppelgleisigen Bahnstrecke mittels elektrischer Lichtsignale durchführt. Die zugehörigen, ausserhalb der Fahrgleise verlegten Streckenstromschalter arbeiten als Stromwender oder besser gesagt als Linienwechsler und bewirken bei jeder Bethätigung sowohl die Umwandlung des Signals an der nächsten Blockstelle von Freie Fahrt auf Halt, als die Rückstellung des Signals an der zweitnächsten, rückwärtigen Blockstelle von Halt auf Freie Fahrt.

Das blecherne Untergestell des in Fig. 20 ersichtlich gemachten, durch einen Ausleger der Motorwagen in Thätigkeit zu setzenden Streckenstromschalters ist auf zwei einander zunächst liegende Querschwellen q_1 und q_2 des eisernen Oberbaues mit je einem Schraubenbolzen befestigt. Der Druckhebel h liegt parallel zum Gleis, 454 mm weit von der inneren Kante des nächsten Schienenstranges entfernt, und diesem Abstande entspricht natürlich auch die Ausladung des am Motorwagen angebrachten Bügels, welcher an seinem freien Ende x die Rolle r trägt, deren Aufgabe darin besteht, den durch die Feder f für gewöhnlich auf eine Höhe von 20 mm über die Schienenoberkante gehobenen, um den Zapfen x_1 drehbaren Hebel h niederzudrücken. Während der regelrecht verkehrende Zug den Streckenstromschalter in der durch den eingezeichneten Pfeil angedeuteten Richtung überfährt, schiebt also r den Hebel h in die durch gestrichelte Linien

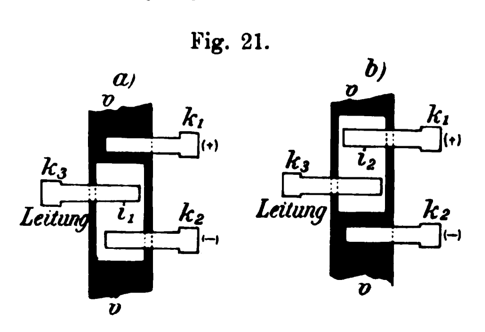
Fig. 20.



veranschaulichte Lage, d. i. etwa 40 mm nach abwärts, wobei der mit einer Schiebeklaue auf die Achse des eigentlichen Umschalters einwirkende Winkelhebel $w_1 w_2$ diese Achse genau um einen Winkel von 90° dreht. Ist der mit der Bügelrolle r versehene Wagen an h vorbeigelangt, so hat die Feder f den Druckhebel mit allen seinen Teilen wieder in die gewöhnliche Ruhelage zurückgehoben, wogegen die Umschalterachse durch einen Sperrzahn in der durch den Antrieb des Winkelhebels $w_1 w_2$ erworbenen Stellung festgehalten bleibt, bis sie bei einer nächsten Bethätigung des Druckhebels wieder um eine Vierteldrehung weitergerückt wird. Die in Fig. 21 besonders dargestellte Umschalterachse ist eine vierkantige, aus nichtleitendem Stoffe hergestellte Stange v v, in deren Seitenflächen metallische Spangen i_1 i_2 eingesetzt sind, während die Leitungen der Signallampen, sowie auch die zu den beiden Beleuchtungsspeiseleitungen führenden (+) und (—) Anschlüsse mit Kontaktbürsten k_3 bezw. k_2 und k_1 in Verbindung stehen, welche die vorgenannten Metallspangen federnd berühren. Bei

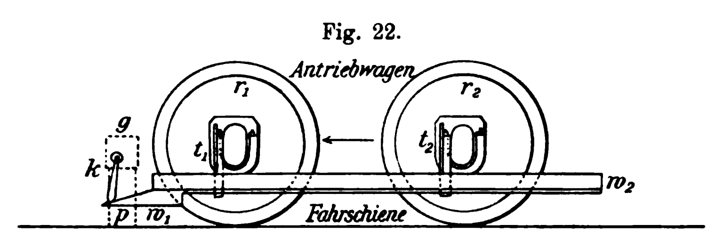
der Achsenlage, welche Fig. 21 **a** darstellt, ist die Signallampenleitung durch i_1 mit dem negativen Leuchtstromanschluss, bei der Lage **b**, d. i. nach einer Drehung von 90 °, durch i_2 mit dem positiven Leuchtstromanschluss in leitende Verbindung gebracht. Die dritte Stangenseite, welche bei jeder dritten Tasterbethätigung an die Reihe kommt, gleicht wieder der ersten und in gleicher Weise die vierte der zweiten. Die in Fig. 21 (**a** und **b**) gekennzeichnete Schalteranordnung reicht in dieser Einfachheit allerdings nur für die Streckenstromschalter der Endblockstellen aus, während dieselbe Schalteranordnung für Anfangsblockstellen zweimal und für Streckenblockstellen dreimal vorhanden sein muss. (Vergl. Zeitschrift des Vereins der Eisenbahnverwaltungen 1902, S. 383.)

Fig. 21.



Für den Betrieb der von Timis und Lavezzari auf der Liverpoler elektrischen Hochbahn eingerichteten selbstthätigen Blocksignale, welche Anordnung auch auf der elektrischen Ausstellungsrundbahn 1900 in Paris in Verwendung stand, sind zweierlei Streckenstromschalter erforderlich, nämlich Blockiertaster, die als Stromunterbrecher und Entblockungstaster, die als Stromschliesser zu wirken

Fig. 22.



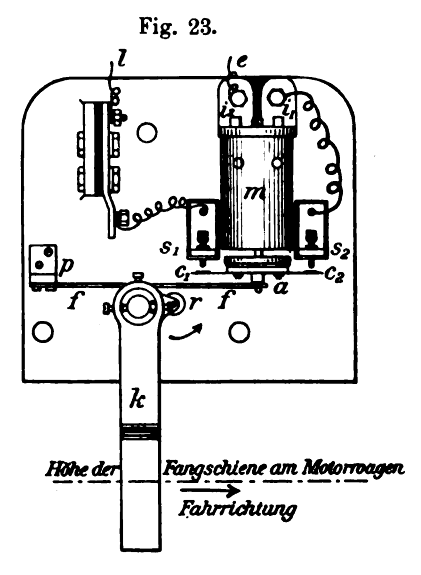
haben. Hiervon bestehen die zuerst angeführten Unterbrecher lediglich aus einem gusseisernen Gestelle g (Fig. 22), das auf einem neben dem Fahrgleis in angemessener Entfernung eingegrabenen oder aufgezimmerten, mit Teeröl getränkten Holzpfosten p festgeschraubt ist und einen an seiner Vorderwand eingesetzten Drehzapfen trägt, auf dem der gekröpfte Kurbelarm k feststeckt. Auf der Kurbelachse sitzt im Gehäuseinnern eine Scheibe aus nichtleitendem Stoffe, in deren Rand ein Metallstück eingelegt ist, gegen das sich die zwei mit der kommenden und gehenden Leitung verbundenen Kontaktfedern lehnen. Das

Eigengewicht von k und eine Stellfeder zwingen die Kurbel dauernd in die senkrecht nach abwärts gekehrte Lage, wobei im Schalter Stromschluss besteht. Um die Unterbrechung dieses Stromweges zu bewirken, braucht die Kurbel nur wenig, d. h. lediglich so weit aus ihrer Ruhelage gebracht zu werden, dass der leitende Scheibenrand unter den beiden Kontaktfedern weggeschoben und dafür ein nichtleitender Teil darunter gebracht wird. Zu diesem Zwecke ist jeder Motorwagen an der linken Aussenseite seiner vorderen Drehgestelle mit einer wagrechten, aus Winkelblech hergestellten Schiene $w_1 w_2$ (Fig. 22) versehen, die von zwei an den Lagerdeckeln der beiden Räder r_1 und r_2 befestigten Stahlblechstützen t_1 und t_2 getragen wird und die genau so hoch liegt und so weit vom Wagen vorsteht, dass sie in die niederhängende Schalterkurbel hineinreicht. Am vorderen Ende w_1 hat die Schiene $w_1 w_2$ einen pflugartigen Ansatz, mit welchem sie die Schalterkurbel bei der Vorüberfahrt des Wagens unterfängt und auf die Schiene $w_1 w_2$ bringt, wodurch k so weit zur Seite gedreht wird, als es einerseits zur anstandslosen Vorbeifahrt des Wagens, als andererseits zur Bewerkstelligung der vorgedachten Stromunterbrechung im Schalter erforderlich ist. Sobald die Einwirkung der Schiene $w_1 w_2$ auf k aufhört, fällt die Kurbel vermöge ihres Eigengewichtes und des Druckes der vorerwähnten Stellfeder wieder in die regelrechte Stromschlusslage zurück.

Bei den als Stromschliesser eingerichteten, in Fig. 23 dargestellten Streckenstromschaltern erfolgt der Antrieb genau so wie bei den Stromunterbrechern durch Vermittlung einer gekröpften Kurbel k. Wenn die letztere durch die Pflugschiene eines Motorwagens in der Richtung des Pfeiles zum Ausweichen gebracht wird, drückt nämlich das seitlich an der Kurbel sitzende Röllchen r die von der Klemme p gehaltene, am zweiten Ende mit dem Anker a eines Elektromagnetes m befestigte Feder ff, welche dem genannten Anker als Abreissfeder dient, nach aufwärts. Demzufolge wird der Anker dem Elektromagnetkern so sehr genähert, dass sich die zwei als Kontaktfedern ausgestalteten Enden eines an den Anker a isoliert befestigten Neusilberstreifens $c_1 c_2$ an die Kontaktschrauben s_1 und s_2 pressen. Da nun s_1 mit der von der Stromquelle kommenden Leitung l und s_2 mit der Spule des Elektromagnetes und dann zur Erde e verbunden ist, so wird in dem Augenblick, in welchem die vorgedachte Berührung bei s_1 und s_2 eintritt, von l über s_1, c_1, c_2, m und e der Strom geschlossen. Zugleich erregt aber auch der über die Spulen m laufende Strom den Elektromagneten m derart, dass er seinen Anker a anzieht und auf

diese Art die beiden Kontakte auch dann noch geschlossen hält, wenn das Eisenbahnfahrzeug, von welchem die Stromschliesserkurbel beeinflusst wurde, die Stelle bereits überfahren hat und daher die Kurbel k wieder in ihre Ruhelage zurückgekehrt, sowie die Feder f nicht mehr durch r hochgehoben ist. Der im Schalter erzeugte Stromschluss dauert im Gegenteil so lange an, als nicht der über m laufende Strom an irgend einer Stelle des betreffenden Schliessungskreises unterbrochen wird, denn erst dann kann der Anker a wieder abreissen und mitsamt der Feder f in die gewöhnliche, in Fig. 23 gekennzeichnete Ruhelage zurückfallen. Wie sich ferner ersehen lässt, sind die beiden soeben geschilderten Streckenstromschalter auch noch darin voneinander unterschieden, dass bei den haltstellenden Vorrichtungen (Blockiertastern) die Stromunterbrechung immer und ganz in derselben Weise erfolgt, ob der einflussnehmende Zug oder Wagen nach vorwärts oder nach rückwärts fährt, wogegen die freigebenden Streckenstromschalter (Entblockungstaster) lediglich in dem Falle ansprechen, dass der auf sie einwirkende Zug sich in seiner regelrechten Fahrrichtung bewegt. In Anbetracht dieser Eigenschaft zählt die zuletzt betrachtete Vorrichtung also auch mit zu den später im Abschnitt D behandelten einseitig ansprechenden Streckenstromschaltern (vergl. Bulletin de la société des ingenieurs civils de france; April 1900, Nr. 8, S. 436).

Fig. 23.



11. Noch einfacher sind die verschiedenen Kontaktschienen, welche den besonderen Zweck haben, von den Zügen mitgeführte Stromquellen oder elektrische Signaleinrichtung mit einer standfesten Stromkreiseinrichtung auf der Fahrstrecke zu verbinden. Zu dieser Form gehören z. B. die von der französischen Nordbahn bereits seit mehr als 20 Jahren benützten, von Lartigue angegebenen sogenannten Krokodilkontakte, welche aus einer im Gleismittel verlegten Bohle gebildet sind, die auf niedrigen, eisernen, in Steinsockeln eingelassenen Tragstühlen ruht. Die obere Fläche der Bohle ist der ganzen, etwa 2 bis 3 m betragenden Länge nach mit starkem Kupferblech überzogen, an das die kommende Leitung mittels einer Klemm-

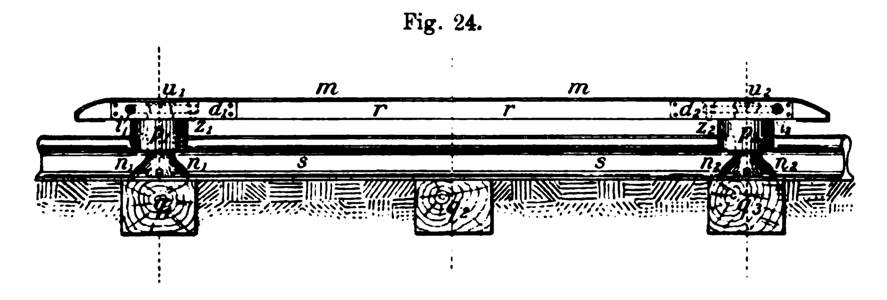
schraube verbunden ist. Vor der eben besprochenen, mit ihrer kupferbewehrten Fläche etwa 10 cm über Schienenoberkante liegenden Bohle ist noch ein keilförmiges Stück aus hartem Holze im Gleise festgemacht, welches zur ersteren, mit der es übrigens in keiner leitenden Verbindung steht, gleichsam eine Rampe bildet. Zur Herstellung des Stromschlusses dient an jeder Zugslokomotive eine Drahtbürste, welche mittels einer Klemmenhülse und eines isolierten Auslegers in der Mittelachse des Lokomotivuntergestelles in einer solchen Höhe angebracht ist, dass sie beim Ueberfahren der in Betracht kommenden Gleisstelle, nachdem sie vorerst durch das Anlaufstück angemessen eingebogen wurde, mit dem Kupferstreifen innig in Berührung gelangt und der ganzen Bohle entlang in diesem Kontakte verbleibt. Auf diese Weise wird also, da die Drahtbürste durch einen Anschlussdraht mit der elektrischen Signalvorrichtung der Lokomotive in Verbindung steht, der Stromweg von der kommenden Leitung zur letztgenannten Anordnung in Schluss gebracht.

Nach dem Muster Lartigues verwendete Prof. Ceradini bei den Versuchen mit seinen selbstthätigen Blocksignalen auf der Linie Genua-Spezia (1879) die in Fig. 24 dargestellte Vorrichtung. Dieselbe besteht aus einem 2,2 m langen, 5 cm hohen und 15 cm breiten hölzernen Pfosten r, der vorne wie rückwärts keilförmig abfällt und an der oberen Fläche durchaus mit starkem Messingblech m überzogen ist. Letzteres steht mit der kommenden Leitung in metallischer Verbindung. Die Holzbohle r ruht auf zwei grossen Porzellanisolatoren p_1 und p_2, die auf je einem Schraubenbolzen festgekittet sind, welcher aus einer eisernen, an den Querschwellen q_1 und q_3 des Oberbaues angeschraubten Fussplatte n_1 bezw. n_2 emporragt. In der Höhe von 15 cm springt der Isolatorkörper auf seinem ganzen Umfange um 4 cm zurück und der hierdurch entstehende ringförmige Absatz dient r, wo zu dem Ende unten x eine entsprechend weite, kreisrunde Oeffnung ausgestemmt ist, als Auflager. In einem die Bohle durchquerenden Falz ist ein auf den Drehzapfen z_1 bezw. z_2 sitzendes, zangenförmiges Halseisen eingesetzt, dessen beide Arme durch die mit einem Dorn versehene Schraubenspindel i_1 bezw. i_2 von aussen her mit Hilfe eines Schraubenschlüssels auseinander oder zusammengezogen werden können. Vor dem Aufsetzen der Bohlen auf die Isolatoren müssen die beiden Schrauben i_1 und i_2 zuvörderst weitmöglichst gelüftet, nach dem Aufsetzen hingegen angezogen werden. Ersteres muss geschehen, damit die Halseisen genügend weit geöffnet sind, um den Isolatorstumpf u_1 bezw. u_2 einzulassen, und letzteres ist geboten, damit die zwei Zangen-

arme an jedem Halseisen den Isolatorstumpf, indem sie sich in dessen Nut einlegen, gehörig umfassen und hierdurch der ganzen Bohle die wünschenswerte Standfestigkeit erteilen. Um bei dieser Befestigung der Gefahr des Zerdrückens der Porzellanisolatoren zu begegnen, sind die Stumpfe u_1 und u_2 mit je einem starken Kautschukband umgeben, so dass die Zangenarme des Halseisens nicht unmittelbar angreifen. Der behufs Herstellung des Stromschlusses über m streifende Abnehmer besteht wie bei Lartigues Anordnung aus einer Kupfer- oder Messingdrahtbürste, die in entsprechender Höhe an dem Untergestelle jeder Lokomotive angebracht wird (vergl. L. Loria, „Blocksistema automatico del Prof. G. Ceradini". Mailand 1882; S. 10).

Es darf hier anschliessend nicht unterlassen werden hervorzuheben, dass sich die letztbesprochenen Stromschliesser (Krokodilkontakte) in Gegenden mit mildem Klima ganz vortrefflich bewährt

Fig. 24.

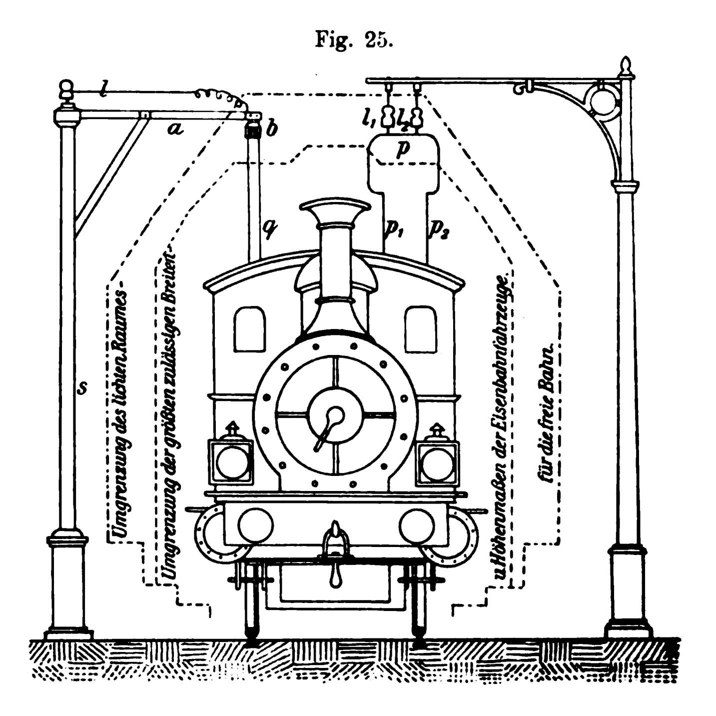


haben bezw. bewähren, dass sie hingegen für Bahnen in Landstrichen, wo viel Schnee fällt oder häufig Glatteis- oder Rauhfrostbildungen vorkommen, an Zuverlässigkeit nennenswert einbüssen.

Ganz ähnlich den Krokoldilkontakten ist ein von Franz Křižik für seine selbstthätigen Blocksignale angewendeter Gleitkontakt. Letzterer besteht jedoch bloss aus einer an den beiden Enden sanft abgebogenen Schiene aus U-Eisen, die in der Achse des Fahrgleises mittels gusseiserner Isolatorenträger festgemacht und von den letzteren durch Zwischenschichten von Ambroin, Stabilit oder dergl. isoliert wird. Den auf dem Lokomotivgestelle angebrachten Stromabnehmer bildet ein durch ein Kabel mit der elektrischen Lokomotiveinrichtung verbundenes, sonst aber isoliertes Kreuzstück, an dem ein trolleyartiges, federndes Rädchen angelenkt ist, das bei der Vorbeifahrt des Zuges auf die Kontaktschiene aufläuft und durch die der Schiene entlang aufrecht bleibende Berührung den Stromschluss vermittelt (vergl. Dinglers Polytechnisches Journal 1899, Bd. 314, S. 10).

12. Unter Umständen werden sich namentlich auf Kleinbahnen — sowohl für Signalanlagen mit Schwachstrombetrieb als für solche mit Starkstrombetrieb — Stromschliesser nach ähnlichen Grundsätzen ausführen lassen, wie die verschiedenen Stromabnehmer der elektrischen Oberleitungsbahnen, besonders dort, wo es sich darum handeln würde, die leitende Verbindung zwischen Zug und Leitung während der ganzen Fahrt aufrecht zu halten. Aber auch für vorübergehende Stromschlüsse können Anordnungen der bezeichneten Art zweckdienlich sein. So hat beispielsweise Ceradini auf der Pontebbabahn bei der Erprobung

Fig. 25.



seines Blocksignals, welche einige Jahre später stattfand als die früher erwähnten Versuche auf der Strecke Genua-Spezia, angeblich mit Erfolg die auf der linken Hälfte der Fig. 25 dargestellte Stromschliesserform in Anwendung gebracht. Diese Vorrichtung bestand einerseits bei den Zügen aus einem am Tender isoliert angebrachten, mit der elektrischen Signaleinrichtung der Lokomotive durch einen Anschlussdraht leitend verbundenen langen Blechbügel q, der an den Blockstellen unter einer Metallbürste b wegfuhr und dabei mit dem letzteren in enge Berührung gelangte. Die Metallbürste b war isoliert an dem Ausleger a einer Säule s unter einem Regendache fest-

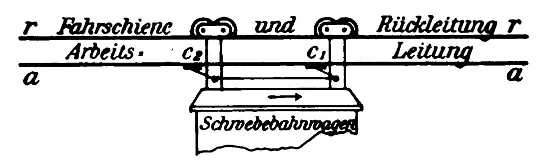
gemacht und durch einen Draht l mit der von der Batterie und der elektrischen Streckeneinrichtung kommenden Leitung in Verbindung. Da die in Frage stehende Blocksignaleinrichtung zweierlei Stromschliesser für jede Fahrtrichtung der Züge erforderte und die Versuchsstrecke eingleisig war, so befanden sich auf jeder Längshälfte der Tender je zwei Bügel q. Es gab also viererlei Stromschliesser und demgemäss auch viererlei Bürstenständer, nämlich zwei mit ungleich langen Auslegerarmen a für die hinwärts verkehrenden Züge auf der linken und zwei ebenso verschiedene für die herwärts verkehrenden Züge auf der rechten Bahnseite. Dass solche Stromschliesser bei aller Einfachheit doch nur auf Strecken verwendbar sind, wo die Züge geringe Fahrgeschwindigkeit haben, liegt auf der Hand, weil einerseits die Stromschliessungen um so kürzer werden, je rascher die Züge unter den Bürsten vorüber gelangen und weil andererseits wegen der beschränkten Abmessungen des Tenders oder sonstiger Fahrzeuge die Kontaktbügel doch nur eine verhältnismässig geringe Länge erhalten können. Günstiger liegt das Verhältnis für solche Anordnungen, bei welchen sich, wie dies beispielsweise auf der rechtseitigen Hälfte der Fig. 25 dargestellt erscheint, der gleitende, d. h. schleifende Teil auf dem Zuge befindet, während an Stelle der im früheren Falle beweglichen Kontaktschiene eine standfeste Kontaktleitung tritt, die nach Art der Arbeitsleitungen der elektrischen Eisenbahnen neben, bezw. oberhalb des Fahrgleises angebracht wird. In diesem Falle lässt sich nicht nur die Zahl der Leitungsträger, d. h. die Länge der Kontaktleitung bezw. die Dauer der Stromschliessung beliebig wählen, sondern selbst das einzelne Leitungsfeld kann eine wesentlich grössere Spannweite erhalten, als die grösste Länge eines Eisenbahnfahrzeuges beträgt. In Fig. 25, rechts, ist angenommen, dass zwei parallele, voneinander isolierte Kontaktleitungen l_1 und l_2 vorhanden seien, von denen die eine mit der kommenden, die andere mit der gehenden Signalleitung in Verbindung steht. Beide Leitungen werden bei der Vorbeifahrt jedes Zuges durch den auf irgend einem Fahrzeuge desselben angebrachten, nach Art eines gewöhnlichen Stromabnehmers ausgeführten Drahtbügel p_1 p p_2 oder dergl. berührt. Soll durch den Stromschliesser etwa lediglich der Weg zur Erde hergestellt werden, so genügt natürlich eine Kontaktleitung l_1, weil der Erdanschluss allenfalls durch den Schleifbügel p_1 p p_2 über die Eisenteile des Zuges und die Schienenstränge des Gleises vermittelt werden kann. Aehnliche Stromschliesser hat beispielsweise F. B. Behr für die Blocksignaleinrichtung der elektrischen Schnellbahn Liverpool-Manchester in

Aussicht genommen (vergl. Zeitschrift des Vereins Deutscher Ingenieure 1902, S. 517; Zeitschrift für Elektrotechnik 1902, S. 317).

Mögen nun die oberhalb der Fahrzeuge angeordneten Stromschliesser die eine oder die andere der vorhin besprochenen Formen besitzen, immer sollen dieselben so ausgeführt sein, dass sie in den Raum fallen, welcher zwischen der Umgrenzung des lichten Querschnittes der Bahn und der Begrenzung der grössten zulässigen Breiten- und Höhenmasse der Fahrzeuge liegt, denn nur unter dieser Voraussetzung wird sowohl die Lage der gleitenden oder schleifenden Teile als gesichert gelten können. Immerhin bietet es zur Zeit keine Schwierigkeiten mehr, Stromschliesser von der in Fig. 25 angedeuteten Anordnung — welche den Sondervorzug aufweisen, dass sie nicht leicht einen zufälligen oder absichtlichen Missbrauch zulassen — derart herzustellen, dass sie nicht nur verlässlich ihrer Aufgabe nachkommen, sondern auch vom allgemeinen Standpunkte der Betriebsicherheit nicht allzuscharf angefochten werden können; trotzdem wird es für Vollbahnen immer angezeigt bleiben, auf sie thunlichst zu verzichten, um lieber solche Einrichtungen anzuwenden, welche unter den Fahrzeugen der Züge Platz finden können, weil die ersteren selbst bei der tadellosesten Ausführung mehr geeignet sind als die letzteren, gelegentlich aussergewöhnlicher Ereignisse, wie z. B. Orkane, Ueberschwemmungen, Erdrutschungen oder dergl. gefährliche Hindernisse zu werden.

13. In eigentümlicher Weise wird auf der elektrischen Schwebebahn Barmen-Elberfeld-Vohwinkel die daselbst in Dienst stehende, selbstthätige Blocksignaleinrichtung mittels Zweigströmen betrieben, welche aus der Arbeitsleitung **a a** (Fig. 26) entnommen

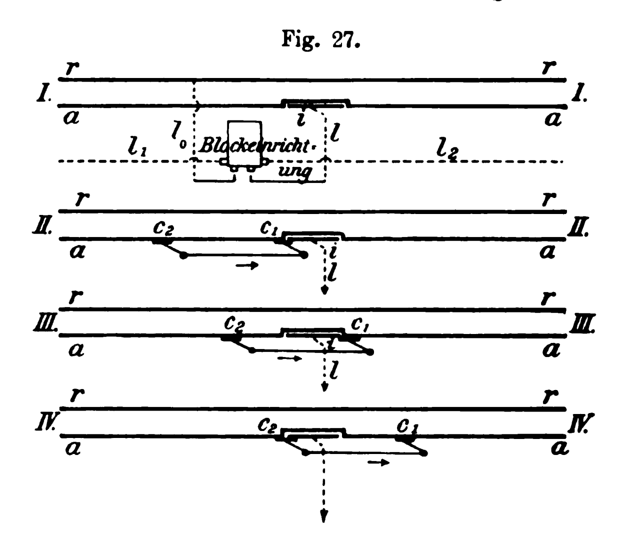
Fig. 26.



werden. Diese letztere, deren Aufgabe es also ist, den Zugförderungsstrom, nämlich Gleichstrom von 570 Volt Spannung zuzuführen, nebenbei aber auch den Betriebsstrom für die Blocksignale zu liefern, besteht aus einem Strange aus 8 bis 10 m langen Feldbahnschienen, die an den Stössen fest miteinander verblattet und mittels Doppelisolatoren auf Stangen an der Unterseite des Tragwerkes der Schwebebahn schräg

aufgehängt sind. Auf der neuen Barmener Strecke sind jedoch statt der Feldbahnschienen gleich besondere Kontaktschienen von stärkerem, pilzförmigen Querschnitt eingebaut, so dass Verstärkungsleitungen, wie sie bei der älteren Form erforderlich sind, entbehrt werden können. Als Stromabnehmer dienen bei jedem Zuge zwei 8 m voneinander abstehende, durch federnde Stützen gegen den Kontaktschienenstrang a a gedrückte Schleifschuhe c_1 und c_2, die schräg nach aufwärts gerichtet an den beiden Drehgestellen des Führerwagens befestigt und untereinander leitend verbunden sind. Die Fahrschiene r r, auf welcher die vier Räder des Schwebebahnwagens laufen, sowie das gesamte Eisengerüst des Unterbaues der Schwebebahn dienen gemeinsam als Rück-

Fig. 27.



leitung. Der vermittels der Schleifschuhe c_1 c_2 aus der Arbeitsleitung abgenommene Zugförderungsstrom kehrt also, nachdem er die Elektromotoren des Zuges durchlaufen hat, über die Fahrschiene r r zum Elektrizitätserzeuger zurück.

Zur Entnahme jener Ströme hingegen, welche die Blockung und Entblockung der Streckenabschnitte zu bewirken haben und seitens der Züge entsendet werden müssen, befindet sich in der Arbeitsleitung, etwa 20 m hinter jedem Streckenblocksignal ein isoliertes Stück i (Fig. 27, I), welches von der laufenden Stromführung a a umgangen wird und mit der bezüglichen Blockeinrichtung durch eine Zuleitung l verbunden ist. Ueberfährt nun ein Zug eines dieser Stücke i, so gelangt in die Leitung l, sobald der erste Gleitschuh c_1 des Zuges das Stück i berührt, wie es Fig. 27, II ersichtlich macht, ein Zweigstrom,

der seinen Weg von a a über c_1, i und l in die Blockeinrichtung und weiter durch Vermittlung eines zweiten Anschlussdrahtes l_0 zur Rückleitung findet. Dieser Strom bewirkt die Blockung. Gelangt derselbe Zug mit c_1 über i hinaus, welche Lage des Stromabnehmers Fig. 27, III darstellt, so hört der soeben betrachtete Blockungsstrom wieder auf, bis dann c_2 mit i in Berührung kommt, wie es Fig. 27, IV zeigt, in welchem Augenblicke ein zweiter Strom von a a über c_2, i, l in die Signaleinrichtung eintritt, der diesmal seinen Verlauf über l_1 weiter in die Signaleinrichtung der rückwärtigen Nachbarblockstelle nimmt und hier erst seinen Weg zur Rückleitung findet, nachdem er die Entblockung (die Rückstellung des Blocksignals von Halt auf Freie Fahrt) vollzogen hat. Dieser Strom hört wieder auf, sobald der Gleitschuh c_2 über i hinweggelangt ist.

Bei diesem von Fr. Natalis für die eingangs genannte Blocksignaleinrichtung benützten Streckenstromschalter erfolgt also eine zweimalige Stromschliessung hintereinander. Die Dauer jeder solchen Stromschliessung hängt selbstverständlich einerseits von der Geschwindigkeit ab, mit welcher der Zug die Stelle überfährt, andererseits von der Länge des Schaltstückes i. Je langsamer die Züge fahren und je länger das Stück ist, desto länger dauern die Stromschlüsse. Allein die Länge des Schaltstückes i ist wieder von der gegenseitigen Entfernung der beiden Gleitschuhe c_1 und c_2 abhängig, insofern jene jedenfalls kleiner sein muss als die letztere, wenn unerwünschte plötzliche Unterbrechungen des Zugförderungsstroms vermieden bleiben sollen. Werden die beiden einander nachfolgenden Stromschlüsse in der Signallinie nicht für eine und dieselbe Arbeitsleistung verwendet, sondern wie es vorliegend der Fall ist, für zwei verschiedene Wirkungen ausgenützt, dann wird auch die Dauer der Unterbrechung zwischen beiden Stromschlüssen nicht allzu kurz ausfallen dürfen. Die Länge dieser Zwischenpause hängt nun gleichfalls einerseits wieder von der Fahrgeschwindigkeit der Züge, andererseits von dem Unterschiede des Abstandes c_1 c_2 weniger der Länge des Schaltstückes i oder kurz gesagt von der Länge des Stückes i ab. Je langsamer die Züge sich bewegen und je kürzer das Schaltstück i ist, desto grösser wird die Dauer der Unterbrechungen. Bei der in Rede stehenden praktischen Ausführung beträgt der Abstand zwischen c_1 und c_2, wie weiter oben schon erwähnt wurde, 8 m und die Schaltstücke i besitzen eine Länge von 3 bis 4 m. Eine Verlängerung der Dauer der beiden Stromschlüsse sowie ihrer Zwischenpause hat man ein für allemal dadurch erzielt, dass sämtliche Blocksignale gleichzeitig als Ausfahrtsignale

dienen, weshalb die Schaltstücke i ausnahmslos an Stellen liegen, wo die Züge noch im Anfahren begriffen sind und also ihre volle Fahrgeschwindigkeit noch nicht besitzen (vergl. Elektrotechnische Zeitschrift 1901, S. 523; Dinglers Polytechnisches Journal 1902, Bd. 317, S. 125).

C. Schaltvorrichtungen, bei denen die Metallteile der Eisenbahnfahrzeuge unmittelbar als Leiter dienen.

14. Jedes einzelne Räderpaar der Eisenbahnfahrzeuge bildet zwischen den beiden Schienensträngen des Fahrgleises eine gut leitende Brücke, weil in der Regel die beiden Räder so dicht auf der Achse festsitzen, dass der Uebergangswiderstand ausserordentlich klein wird. Um diesen Umstand für die selbstthätige Signalgebung, d. h. für Streckenstromschliessungen zu verwerten, welche durch die fahrenden Züge bewirkt werden sollen, lassen sich drei Wege einschlagen, je nachdem man nämlich die Fahrschienen bloss als Erdschluss oder als Stromleiter und Erdschluss oder endlich lediglich als Stromleiter ausnützt. An den beiden letztgenannten Formen gibt es keinerlei bewegte oder besondere reibende Bestandteile und sie versprechen demnach unter allen bisher besprochenen Streckenstromschaltvorrichtungen die grösste Sicherheit bei geringster Abnützung; die Einrichtungen aller drei Formen besitzen zugleich den Vorzug äusserster Einfachheit und demnach auch jenen der grössten Billigkeit. Allerdings haftet ihnen insgesamt dafür der Uebelstand an, dass sie den Stromschluss keineswegs lediglich den Zügen vorbehalten, sondern dass sie denselben ebensowohl von jedem Bahnwagen oder jeder Draisine hervorrufen lassen und dass sie überhaupt durch zufällige oder absichtliche Einflussnahmen nur zu leicht bethätigt werden können. Ihre Verwendung soll daher ausschliesslich auf jene Fälle beschränkt bleiben, wo sie besonders überwacht oder durch die örtliche Lage des Gleises, wie beispielsweise auf Hochbahnen oder Untergrundbahnen unbefugten Eingriffen thunlichst entzogen sind, oder wo mindestens die damit zu betreibenden Signaleinrichtungen von vorhinein eine solche Anordnung besitzen, dass die im ungehörigen Wege bewirkten Stromschliessungen keine gefahrbringenden Signalfälschungen nach sich zu ziehen vermögen.

15. Als die einfachste hierhergehörige Anordnung darf wohl ein von Stephan von Götz und Söhne erzeugter Stromschliesser gelten, der lediglich aus einer knapp neben einer Fahrschiene derart angebrachten, isolierten Knickschiene besteht, dass sie von allen

Rädern der die Stelle überfahrenden Züge mit der Radkranzfläche berührt und hierbei in ihren Gelenken leicht eingeknickt wird. Diese Schiene beeinflusst aber nicht erst irgend eine eigene Kontaktvorrichtung, wie es bei den in Punkt 8 erläuterten Anordnungen der Fall ist, sondern sie steht gleich unmittelbar durch eine Klemmschraube mit der kommenden Leitung im Anschlusse, welche sonach bei jeder Bethätigung der Knickschiene durch die Räder mit dem Fahrgleis in Kontakt gebracht, d. h. an Erde gelegt wird (vergl. Dinglers Polytechnisches Journal 1901, Bd. 316, S. 734).

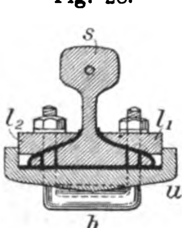
16. Natürlich ist es keineswegs geboten, erst besondere Kontaktschienen aufzuwenden, sondern es können ja auch demselben Zweck lediglich zwei in den beiden Strängen des Fahrgleises gegenüberliegende Schienen oder Schienenstücke dienstbar gemacht werden, indem man sie von den anstossenden Schienen und von der Erde thunlichst isoliert und dafür durch Anschlusshebel mit der kommenden und gehenden Signalleitung verbindet. Wenn der Oberbau in einem möglichst reinen, also schlecht leitenden Kiesbett liegt, kann den unmittelbaren Nebenschliessungen zur Erde verhältnismässig leicht vorgebaut werden, namentlich bei den Gleisanordnungen mit hölzernen Querschwellen, bei denen sich in der Regel eine zureichende Isolierung erzielen lässt, wenn der Bettungskies nirgends die Fahrschiene erreicht und die Auflager der Schienen oder deren Unterlagsplatten auf den Schwellen durch gute Teeröl- oder Asphaltanstriche oder dergl. nichtleitend gemacht sind. Bei eisernem Oberbau müssen allerdings neben den Auflagern der zu isolierenden Schienen auch sämtliche Befestigungsteile durch nichtleitende Zwischenlagen ganz besonders sorgsam gesichert werden. Sich anhäufender Schnee, der die Schienen mit dem Unterbau verbindet, bleibt solange völlig unschädlich, als er nicht schmilzt; es erscheint sonach immerhin geboten, die Beseitigung dieses Niederschlages, soweit er die zu isolierenden Schienen berührt, stets beizeiten vornehmen zu lassen. Schwieriger gestaltet sich die Isolierung an den Schienenstössen, weil hier nicht bloss die metallische Berührung durch nichtleitende Zwischenlagen verhindert werden soll, sondern auch die Schienenverbindung an sich keinerlei Schwächung oder sonstige Verschlechterung erleiden darf. Wie es scheint, war es die Electric-Railroad-Signal-Company in New York, welche zuerst (1872) in grösserer Ausdehnung isolierte Schienen zur Einführung gebracht hat. Die betreffenden nichtleitenden Schienenstösse lagen in der Mitte einer 75 mm starken, 1,37 m langen Eichenholzpfoste (Längsschwelle), welche auf drei gewöhnlichen Oberbauschwellen

ruhte, in die sie bündig mit der Oberkante eingelassen war. Um das Einschneiden des Schienenfusses in den Eichenpfosten zu verhüten, ruhten die beiden einander zugekehrten Schienenenden, welche einen Abstand von 40 bis 50 mm voneinander erhielten, auf getrennten aus 6 mm starken, am Ende jeder Schiene im rechten Winkel aufgebogenen Stahlblech hergestellten Unterlagsplatten, die in gewöhnlicher Weise durch Schraubennägel an der obgedachten, hölzernen Längsschwelle befestigt waren. Die zwischen den beiden Schienenköpfen und den beiden Unterlagsplatten verbleibende Stossfuge wurde mit einem angemessen geformten, bis in die Eichenpfoste eingetriebenen Keil aus Hickoryholz oder einer anderen harten und zähen Holzgattung ausgefüllt. Die Verlaschung geschah mittels eines ebenfalls 1,37 m langen, an der Aussenseite des Gleises auf der Eichenpfoste fest verschraubten eisernen Wangenstückes, das zwischen die gewöhnlichen eisernen Seitenkanten und den Schienensteg eingelegt wurde. Die hierbei zur Verwendung genommenen zwei eisernen Seitenlaschen waren jedoch in der Mitte durchgeschnitten und ihre beiden, durch je zwei Bolzenschrauben mit den Schienen verbundenen Hälften standen so weit auseinander, als die Fuge am isolierten Stosse grösser war als bei den gewöhnlichen Laschenverbindungen, nämlich 20 bis 25 mm. Um die Zuleitungsdrähte anzuschliessen, waren an dem Schienenfuss Kupferplatten angenietet; die entsprechend isolierten Anschlussdrähte liefen unterirdisch in Gasröhren oder Holzkästen bis zur nächsten Säule des Leitungsgestänges, von wo aus die Stromführung als Freileitung zur Signalanlage weiterging. Solche und ähnliche auf Holzunterlagen und mit Holzwangen ausgeführte, nichtleitend verlaschte Schienenstösse sind in Amerika auch zur Zeit unter dem Namen Sandwichjoint vielfach in Benützung (vergl. Zetzsches Handbuch der Telegraphie, Bd. IV, S. 627).

Eine gleichfalls auf amerikanischen Eisenbahnen ziemlich häufig vorkommende Anordnung ist der in Fig. 28 im Querschnitte versinnlichte Schienenstoss von Fischer und Norris. Hierbei handelt es sich um einen sogenannten halbschwebenden, von zwei Querschwellen des Oberbaues getragenen Brückenstoss. Eine etwa 50 bis 60 cm lange, mit ihren Enden unmittelbar auf den besagten Schwellen ruhende u-förmige Stossplatte u umfasst nämlich die Schienenenden von unten und wird mit den Schienenfüssen durch liegende Laschen (Fusslaschen) l_1 und l_2 und vier Schraubenbügel b verbunden. Zwischen Stossplatte und Schienenfuss, ebenso zwischen den Laschen und den Schienenfuss werden 6 mm dicke Platten vulkani-

sierten Kautschuks eingelegt und kurze Röhrenstücke aus demselben Stoffe in die Bolzenlöcher der Schienenfüsse eingesteckt. Ausserdem kommt eine Kautschukplatte von der Form des Schienenquerschnittes als Zwischenlage in die Stossfuge, so dass also die beiden aneinanderstossenden Schienen sowohl voneinander als von den sämtlichen Teilen der Stossverbindung isoliert sind (vergl. The Railroad Gazette vom 26. März 1880).

Fig. 28.



Bei den gewöhnlichen Schienenstossverbindungen mit seitlichen Winkellaschen reicht es unter Umständen hin, wenn nur die Hälfte der Verbindung durch nichtleitende Zwischenlagen geschützt wird, wie es beispielsweise bei der in Fig. 29 und 30 dargestellten Anordnung der Fall ist. Die Isolierung besteht hier aus der in die Stossfuge zwischen die beiden Schienen s_1 und s_2 eingeschobenen Platte p, dann aus den zwei seitlichen an dem Schienensteg angelegten Platten $p_1 p_1$ und $p_2 p_2$, welche nur wenig länger sind als die Hälfte der Winkellaschen und aus zwei kurzen Rohren r_1 und r_2, mit denen die Bolzenlöcher b_1 und b_2 ausgefüttert sind. Eben diese Anordnung hatte u. a. auch Puntnam für die mit seinem selbstthätigen Blocksignal auf der

Fig. 29.

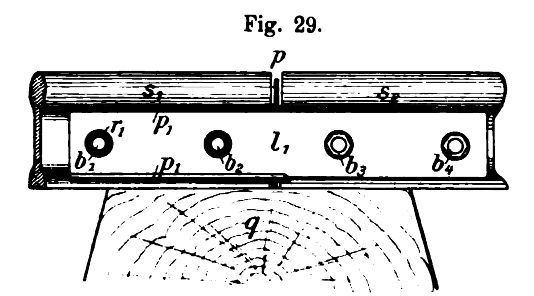
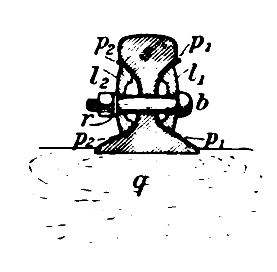



Fig. 30.

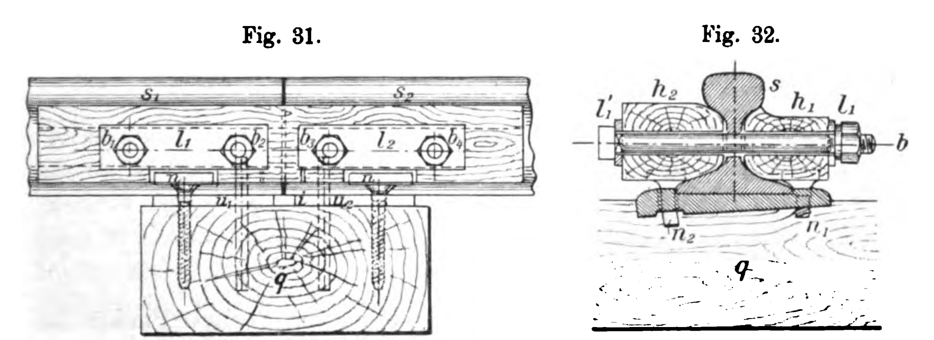


ehemaligen Wiener Verbindungsbahn vorgenommenen Versuche (vergl. Dr. Rölls Eisenbahnenzyklopädie, Bd. II, S. 651) angewendet. Als isolierende Zwischenlagen dienten dünne Pressspanplatten, die aus einer Mischung von Sägespänen mit kautschukähnlichen Pflanzenharzen unter hohem hydraulischem Drucke hergestellt waren. Hinsichtlich der durch Fig. 29 und 30 gekennzeichneten Anordnung bleibt nur noch zu erwähnen, dass es — einen grossen Bedarf an isolierten Schienenstossverbindungen vorausgesetzt — allerdings ein gewisses Ersparnis bedeutet, wenn die Zwischenlagen an den Verbindungslaschen nur für die halben Längen bemessen werden, dass es aber

trotzdem in der Praxis zweckmässiger sein wird, auf diesen geringfügigen wirtschaftlichen Vorteil zu verzichten und die gedachten Zwischenlagen $p_1 p_1$ und $p_2 p_2$ immer auf die ganze Laschenlänge auszudehnen, damit die Winkellaschen auf beiden Schienen ein ebenmässiges Auflager haben und die Stossverbindung nicht unter ungleicher Spannung verschraubt zu werden braucht.

Ein von Siemens & Halske eingeführter isolierter Schienenstoss, der in Deutschland, Oesterreich u. s. w. häufig vorkommt und namentlich für Blocksperrlösungen auf Vollbahnen Verwendung findet, gehört gleichfalls zur vorerwähnten Gattung der Sandwichjoints, weist jedoch, wie Fig. 31 und 32 ersehen lassen, gegenüber der amerikanischen Urform doppelte Wangenhölzer auf. Letztere bestehen aus sehr zähen, allenfalls mit Teeröl oder dergl. getränkten,

Fig. 31. Fig. 32.

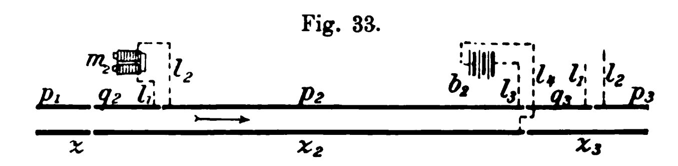


100 bis 120 mm starken, zwischen 70 und 90 mm hohen Holzstücken (am besten aus Metrosiderosholz) von 560 mm Länge, deren anliegende Innenseite dem Querschnitte der Schienen angepasst ist. Sie werden durch vier 320 bis 325 mm lange Schraubenbolzen b unter Vorlage von gewöhnlichen, auf etwa 120 mm verkürzten walzeisernen Stosslaschen l_1 und l_2 bezw. l_1' und l_2' mit den Fahrschienen verbunden. Jedes der beiden Schienenenden liegt auf einer eigenen Unterlagsplatte u_1 bezw. u_2, welche mit je zwei gewöhnlichen Hakennägeln n_2 oder mit Schraubennägeln (Tyrefons) n_1 auf der gemeinsamen, breiten Oberbauschwelle q des Stosses festgemacht wird. Für die vorstehenden Köpfe dieser Befestigungsnägel n_1 und n_2 ist der erforderliche Raum in den Holzlaschen ausgestemmt. Zwischen den beiden Unterlagsplatten wird ein geteerter, harter Holzkeil i (Fig. 31) eingetrieben und in die Stossfuge selbst wieder wie bei allen anderen Anordnungen eine dem Schienenquerschnitte angepasste Hartgummiplatte eingefügt.

Wie nun aus dem Obigen hervorgeht, lassen sich hinsichtlich der nichtleitenden Schienenstösse nur zwei Hauptformen unterscheiden, nämlich solche, bei welchen die Isolierung durch Holzlaschen bewirkt wird und solche, bei denen die gewöhnliche Verlaschung und Schienenverbindung beibehalten ist und die Behinderung des Stromüberganges lediglich durch mehr oder minder schmiegsame, dünne Zwischenlagen aus besonderen nichtleitenden Stoffen geschieht. Die engere Ausführung beider Formen, von denen im allgemeinen die erstere hinsichtlich der Isolierung, die letztere bezüglich der Gleisfestigkeit den Vorzug verdient, ist natürlich Fall für Fall von der Bauart des Gleises und in erster Linie von der bezüglichen Schienenstossanordnung abhängig. So reich also die Zahl der verschiedenen Schienenstossanordnungen ist, ebenso reich und noch weitaus reicher werden sich auch die kleinen Einzelnheiten der Isolierung ausgestalten lassen.

17. Wenn es sich um längerdauernde Stromschlüsse handelt, die von den Zügen mit Hilfe der Räder und Achsen bewirkt werden

Fig. 33.



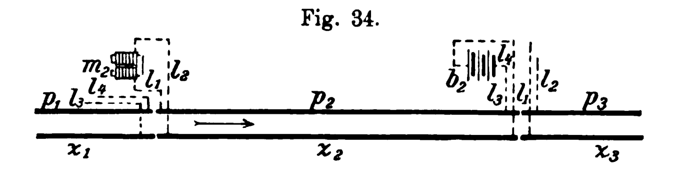
sollen, dann sind die im obgedachten Sinne im vorigen Punkte in Betracht gezogenen isolierten Einzelschienen oder Schienenstücke unzureichend; es werden vielmehr längere Stücke der Schienenstränge, d. h. eine grössere Zahl im Gleise aneinander gereihter Schienen gemeinsam als Leiter anzuordnen sein. Dieselben übernehmen dann die Rolle von ausgedehnteren Leitungen, wie solche sonst zur Stromführung aus Drähten ober- oder unterirdisch besonders hergestellt werden. Die erste Anwendung solcher Schienenleitungen ist 1872 dem Erfinder Frank L. Pope (in Elizabeth, Nordamerika) für den Betrieb von Blocksignalen patentiert worden. Die betreffende Schaltung lässt Fig. 33 ersehen, wo das Gleis durch starkgezogene Linien dargestellt erscheint und diejenigen Stellen daselbst, an welchen sich isolierte Schienenstösse befinden, durch Auslassungen gekennzeichnet sind.

Der eine Schienenstrang ist hier in jedem Blockabschnitte als eine einzige, fortlaufende Leitung ausgenützt, der andere jedoch in zwei voneinander isolierte Teile q_2 und p_2 getrennt, von denen der erstere allerdings nur aus wenigen Schienen besteht. Durch einen Elektromagneten m_2 wird das den Blockabschnitt deckende, in der

Zeichnung nicht angedeutete Signal derart gesteuert, dass letzteres auf Halt steht, wenn ersterer stromlos ist, und hingegen Freie Fahrt anzeigt, wenn die Elektromagnetspulen stromdurchflossen sind. Der am Anfang des Blockabschnittes befindliche Elektromagnet m_2 steht durch einen Anschlussdraht l_1 mit dem Stück q_2 und durch die Leitung l_2 mit p_2 in leitender Verbindung; die zugehörige Betriebsbatterie b_2 ist hingegen am Abschnittende durch die Anschlussdrähte l_3 und l_4 mit den beiden Schienensträngen p_2 und z_2 verbunden. Fährt ein Zug bei q_2 ein, während sich kein Zug im Abschnitte befindet, so stellt derselbe, indem seine Räder den Strom der Batterie b_2 über $l_3\, p_2\, l_2\, m_2\, l_1\, q_2$, Zug, z_2 und l_4 in Schluss bringen, das Blocksignal auf Freie Fahrt; der Zug setzt daher seine Fahrt fort und gelangt hinter das Signal, d. h. er gelangt über q_2 hinweg, weshalb der von q_2 nach z_2 bestandene Stromweg aufhört und dafür jener zwischen p_2 und z_2 entsteht. Infolge dieses kurzen Schlusses der Batterie wird m_2 wieder stromlos und das Signal stellt sich auf Halt zurück. Würde ein nächster Zug hinter dem ersten in den Abschnitt eintreffen, so lange dieser noch besetzt ist, so kann trotz des vom zweiten Zuge hergestellten Stromweges zwischen q_2 und z_2 eine Freistellung des Signals nicht bewirkt werden, weil hierzu die Batteriekraft fehlt. Der Folgezug muss also warten, bis das Fahrverbot sich selbstthätig aufhebt, d. h. bis die letzte Achse des vorausgehenden Zuges das Gleis $p_2 z_2$ vollständig verlassen hat.

Bei einer zweiten, von Oskar Gasset zu Ende der 70er Jahre zuerst auf der Fitchburgeisenbahn angewendeten Gleisstrom-

Fig. 34.

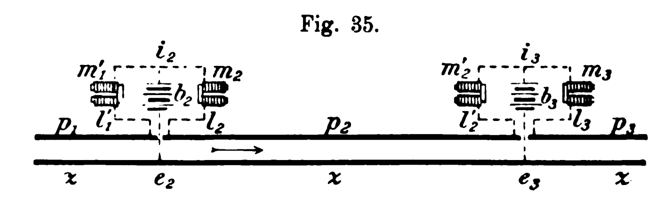


anordnung (vergl. The Railroad Gazette vom 26. März 1880 und Elektrotechnische Zeitschrift, Bd. I, S. 280) sind die Anschlüsse, wie Fig. 34 ersehen lässt, noch einfacher als bei der Popeschen, insofern die Unterteilung des einen Schienenstranges entfällt. Der das Signal steuernde Elektromagnet m_2 ist am Anfang des Blockabschnittes mit den zwei Anschlussdrähten l_1 und l_2 gleich unmittelbar zwischen den beiden Schienensträngen p_2 und z_2 geschaltet, wie die zugehörige Betriebsbatterie b_2 vermittels l_3 und l_4 am Ende des Abschnittes. Das Verhältnis der Einwirkung des Elektromagnetes auf das Signal

stimmt mit jenem bei der Popeschen Anordnung ganz überein, d. h. das Signal zeigt so lange Halt, so lange die Elektromagnetspulen stromlos sind. Demgemäss wird bei unbesetzter Strecke stetig das Signal für Freie Fahrt bestehen, weil die Batterie b_2 über $l_3\,p_2\,l_1\,m_2\,l_2\,z_2$ und l_4 geschlossen ist. Bringen jedoch die Räder eines eingefahrenen Zuges die Batterie b_2 über p_2 und z_2 in kurzen Schluss, wodurch ersichtlichermassen der Elektromagnet m_2 aus dem Stromkreis weggeschaltet und fast ganz stromlos wird, so stellt sich das Signal auf Halt. Von dieser eben besprochenen Anordnung sind die meisten bestehenden selbstthätigen Blocksignaleinrichtungen der amerikanischen Bahnen abgeleitet, insoweit dieselben Gleisstromkreise benützen.

Eine dritte in Fig. 35 gekennzeichnete Ausnützung der Schienenleitung hat Agathon Virgillito in Palermo im Jahre 1899 vorgeschlagen (vergl. Atti della associazione elettrotecnica italiano 1899, S. 271), bei welcher bloss einer der beiden Schienenstränge des Gleises in isolierte Abschnitte geteilt zu werden braucht, während der zweite

Fig. 35.



für alle Blockabschnitte als gemeinsame Rückleitung dient. Die Batterien sämtlicher Abschnitte sind mit dem gleichnamigen Pol bei $e_2\,e_3\ldots$ zum Schienenstrang z angeschlossen, während ihr zweiter Pol mit je zwei Elektromagneten verbunden ist, deren zweite Spulenenden mit den Abschnitten p_1, p_2, $p_3\ldots$ durch Anschlussdrähte $l_1'\,l_2$, $l_2'\,l_3\ldots$ in leitender Verbindung stehen. Es erfolgt also vorliegendenfalls die Deckung der Züge sowohl am Anfange als am Ende jedes Blockabschnittes und daher lässt sich die Signaleinrichtung ebensogut auf eingleisigen als auf doppelgleisigen Bahnen benützen. Ebenso abweichend ist gegenüber den beiden vorhin besprochenen amerikanischen Anordnungen die Wirksamkeit der Elektromagnete, welche, weil sie die Kräfte der einander entgegengeschalteten Batterien aufheben, im gewöhnlichen Ruhezustande stromlos sind. Der stromlose Zustand der Elektromagnetspulen entspricht sonach dem Signal Freie Fahrt, der stromdurchflossene dem Signal Halt und der letztere tritt jedesmal in dem Augenblicke ein, wo das erste Räderpaar eines Zuges in den Abschnitt gelangt, weil dann infolge der leitenden Verbindung

zwischen den beiden Schienensträngen p_2 und z sowohl die Batterie b_2 innerhalb des hinter dem Zuge entstehenden Stromkreises $e_2\,z\,p_2\,l_2\,m_2\,i_2$ als die Batterie b_3 innerhalb des vor dem Zuge entstehenden Stromkreises $e_3\,z\,p_2\,l_2'\,m_2'\,i_3$ den bezüglichen Elektromagneten thätig macht. Diese Ausnützungsweise des Gleisstromes ist jedoch weit weniger zweckmässig als die beiden amerikanischen und lässt namentlich hinsichtlich der Sicherheit viel zu wünschen übrig (vergl. Elektrotechnische Zeitschrift 1900, S. 199).

18. Zur Sicherung der Leitungsfähigkeit jener Gleisleitungen, welche aus mehreren Schienen bestehen, genügt es nicht, bloss die in Punkt 16 besprochene Isolierung der Auflager und der Schienenstossverbindungen an den beiden Enden des leitenden Stückes vorzusehen, sondern es muss auch dafür gesorgt werden, dass die Leitungsfähigkeit an den zwischenliegenden Schienenstössen keine unzulässige Einbusse erleide. Da nämlich die Schienenverbindungen an den Stössen aus lauter eisernen oder stählernen Teilen bestehen, werden sie allerdings, so lange sie an den Berührungsstellen blanke Oberflächen besitzen, dem Stromdurchgang einen geringen Widerstand entgegensetzen; wenn sie jedoch längere Zeit dem Einflusse der Luft und den feuchten Niederschlägen preisgegeben sind, dann rosten sie. Die schlecht — oder gar nicht — leitende Oxydschichte schreitet infolge des Eindringens der Feuchtigkeit auch an den Berührungsstellen stetig vor und erhöht daselbst den Uebergangswiderstand. Im allgemeinen wird also die Aneinanderpressung der blanken Teile des Schienenstosses an sich keine dauernde Abwehr gegen die Verschlechterung des Leitungsvermögens bilden, denn selbst bei den besten Anordnungen kommen infolge des steten Rüttelns mit der Zeit Lockerungen der Verbindungsschrauben u. s. w. vor und eben deshalb wird auch mit Anstrichen und Verkittungen dem Uebelstande des Eindringens von Feuchtigkeit in die Klemmfugen bezw. der Rostbildung niemals vollkommen abgeholfen werden können. Um den Leitungswiderstand einer Gleisleitung für alle Fälle gleichbleibend zu erhalten, werden daher die zwischenliegenden Schienenstösse entweder ganz zu beseitigen sein, was ja unter Umständen durch Verschweissen der Schienen geschehen kann, oder es müssen an den Schienenstössen besondere Nebenleitungen (Leitungsbrücken) angebracht werden, die eine so grosse Leitungsfähigkeit besitzen, dass hierdurch jeder Widerstand, welcher im Schienenstoss auftreten kann, von vorhinein aufgewogen wird.

19. Seitdem die elektrische Verschweissung praktische Anwendbarkeit erlangt hat, ist es mit ihrer Hilfe in der That möglich ge-



worden, die Schienen eines Stranges gleichsam zu einer einzigen laufenden Schiene metallisch zusammenzufügen, was vom Standpunkte der Mitbenützung der Gleise für die Stromführung natürlich als die bestmöglichste Anordnung gelten müsste. Allein so vorteilhaft von dieser Seite die Schienenstossverschweissung — welche aus anderen Gründen zuerst im Jahre 1861 auf der Greath-Nordern-Bahn in England praktisch versucht worden ist — auch sein mag, so liegen gegen dieselbe doch wieder mannigfache Bedenken vor, und zwar sind vor allem anderen die Schwierigkeiten zu fürchten, welche bei den Unterhaltungsarbeiten an einzelnen Gleisstellen oder bei der erforderlich werdenden Auswechslung kurzer Schienenstücke u. s. w. erwachsen, sowie die Gefährdungen, welche möglicherweise die Gesamtanlage des Gleises — namentlich bei plötzlich auftretendem beträchtlichen Temperaturwechsel — durch die Längenausdehnung oder Zusammenziehung der Schienen bedrohen können. Trotzdem hat das Verschweissen der Schienen, wenigstens auf amerikanischen Strassenbahnen, bereits seit etwa 10 Jahren und späterhin auch in Europa und namentlich auch in Deutschland, beispielsweise auf den Grossen Berliner Strassenbahnen, auf den Strassenbahnen in Aachen, Dresden, Hamburg, Hannover, Plauen u. s. w., eine ganz nennenswerte Verbreitung gefunden.

Das lediglich auf elektrischem Wege erfolgende Schweissen der Schienen, welches Verfahren von der Johnson Company in Johnstown, Pennsylvanien, anfangs der 90er Jahre zuerst eingeführt worden ist, geschieht stets erst nach Fertigstellung des Gleises. Als Hauptwerkzeug dient dabei eine kräftige Zangenpresse, welche mittels eines auf Ketten laufenden Flaschenzuges an dem Auslegerarm eines fahrbaren Kranes schwebend erhalten wird und sich mit Hilfe des letzteren leicht von Schienenstoss zu Schienenstoss weiter befördern lässt. Diese Vorrichtung, welche im wesentlichen nichts anderes als ein freischwebender nach abwärts gekehrter Schraubstock ist, wird behufs Vornahme des Schweissens derart aufgehängt, dass ihre beiden, dem Schienenprofil angepassten Zangenbacken genau rechts und links gegenüber dem zu schweissenden Schienenstosse ihren Platz erhalten, jedoch einige Centimeter vom Schienenstrang abstehen. Zwischen den Schenkeln der Zangenpresse ist ein Vorgelege angebracht, das mittels eines grossen Handkurbelrades angetrieben werden kann und dann eine Schraubenspindel dreht, welche die beiden Zangenschenkel mit grosser Kraft einander nähert. Das Schweissen selbst geschieht, indem Eisenstücke an beiden Seiten der Schienenenden über den Stoss

gelegt und sodann in gewöhnlicher Weise auf elektrischem Wege in Schweisshitze versetzt werden. Sobald dieser Zustand gehörig erreicht ist, bringt ein Arbeiter durch rasches Antreiben des obgedachten Kurbelrades die Pressvorrichtung in Thätigkeit. Durch die Gewalt, mit welcher hierbei die beiden Zangenbacken den dazwischenliegenden, sich in Schweissglühhitze befindlichen Schienenstoss zusammenpressen, werden die Zulagen in die Fugen gedrückt und wird überhaupt die ganze Schweissstelle dicht gemacht und in die richtige Form gebracht. Hinterher, nachdem die Zangenpresse wieder entfernt und die Stelle angemessen abgekältet ist, braucht es nur mehr eines ganz geringen Nachputzens mittels Meissel oder Feile. Bei grösseren Durchführungen werden in der Regel zuerst nur je zwei aufeinanderfolgende Stösse geschweisst, der dritte hingegen aus Rücksicht auf die mögliche Längenausdehnung der Schienen vorläufig offen gelassen; die Fertigstellung der letzteren erfolgt erst nachträglich in derselben Weise wie bei den zuerst vorgenommenen Schweissungen (vergl. „Railroad Gazette“ vom 15. Februar 1895, S. 82).

Ein neueres von Dr. Hans Goldschmiedt angegebenes Verfahren, welches zur Zeit allerdings noch nicht so weit in die Praxis eingedrungen und in dem Masse durchgebildet sein dürfte wie das vorhin betrachtete, aber immerhin eine um so grössere Entwickelungsfähigkeit versprechen zu wollen scheint, gründet sich auf die ausserordentlichen Wärmewirkungen, welche sich durch die Verbindung von Aluminium mit Sauerstoff erzielen lassen. Zu dem Ende wird ganz einfach in einem Schmelztiegel zerkleinertes, mit pulverisiertem Eisenoxyd gemengtes Aluminium verbrannt. Um die unter einer Wärmeentwickelung von beiläufig 3000° C. vor sich gehende Verbrennung dieses Gemenges — Thermit genannt — einzuleiten, muss an einer Stelle desselben eine sehr hohe Temperatur hervorgerufen werden, was mit Hilfe einer eigenen, aus einer Mischung von Baryumoxyd mit Aluminium bestehender Zündmasse geschieht, welche in kleiner Menge in den gefüllten Schmelztiegel gebracht und mittels eines gewöhnlichen Sturmstreichholzes angezündet wird. Bei der gedachten Verbrennung verbindet sich der Sauerstoff des Eisenoxydes glattweg mit dem Aluminium zu Aluminiumoxyd (Korund), während das Eisen frei wird. Diese Umsetzung erfolgt aber erst, wenn die Temperatur des flüssigen Stahls erreicht wurde; das geschmolzene Eisen sammelt sich dann im trichterförmigen Unterteil des Schmelztiegels, während der leichtflüssigere Korund als Schlacke darüber lagert. Indem ein von einem Dreifuss getragener Schmelztiegel senkrecht über den zu schweissenden

Schienenstoss gestellt und der letztere mit einem beliebigen, passenden Formmantel umgeben worden ist, können die Teile am Stoss durch Anstechen des Tiegelbodens in bekannter Weise mit dem überhitzten flüssigen Eisen umhüllt, bezw. die Fugen ausgegossen und homogen zusammengeschmolzen werden. Ein Kilogramm Thermit lässt sich leicht in einer Sekunde zur Verbrennung bringen und hängt die Menge des Stoffes, der in einer bestimmten Zeit verbrannt werden kann, lediglich von der Grösse der Heizoberfläche des Thermits ab.

Ein drittes Verfahren ist das sogenannte Falksche, bei dem man lediglich durch das Umgiessen des Schienenstosses mit Gusseisen, das in einem tragbaren Schmelzofen gewonnen wird, eine teilweise Verschweissung der Stösse erzielt und das auf Strassenbahnen auch schon gute Erfolge ergeben hat. Erfolgreiche Versuche mit Verschweissungen von Schienenstössen wurden bis jetzt ausschliesslich auf Leichtbahnen und zwar vorwiegend nur auf Strassenbahnen vorgenommen, wo die Schienenstösse im Strassenpflaster versenkt und auf diese Weise oder durch besondere Vermauerungen u. s. w. samt dem Gleise festgehalten sind. Von den seit etwa 2 Jahren nach dem aluminothermischen Verfahren in Deutschland — Dresden, Berlin, Plauen u. a. — ausgeführten 1200 Schienenstossverschweissungen sollen die vorgekommenen Brüche (vergl. Zeitschrift für Elektrotechnik vom 23. Februar 1902, S. 107) etwa 1 bis 2 % betragen haben und zumeist beim Darüberrollen des ersten Wagens oder nach den ersten Frösten eingetreten sein. Angeblich stellen sich die Kosten für eine Verschweissung niedriger als jene für eine gut ausgeführte, dauerhafte Laschenverbindung, was sich schwer glauben lässt. Sehr gediegene und interessante Darlegungen über diese Wert- und Kostenfrage finden sich in der Schrift „Die Schienenschweissungen nach praktischen Ausführungen“ vom Oberingenieur K. Bayer in Essen (Verlag von F. Bergmann in Wiesbaden, 1902).

Auf Vollbahnen, also gerade da, wo das Verschweissen der Schienen allerdings nicht vom Standpunkt der Leitungsfähigkeit, sondern in Bezug der glatten, stossfreien Fahrt überhaupt und der hieraus entspringenden wertvollen Vorteile für die Fahrbetriebsmittel sowohl als für den Oberbau selber von ungleich höherer Wichtigkeit wäre, ist es bisher nicht gelungen, hierin irgendwelche Erfolge zu erzielen und aus den eingangs angeführten Gründen liegen diesbezüglich anscheinend auch für die Zukunft wenig Aussichten vor.

20. Was die in Punkt 18 erwähnten, zur Sicherung der Leitungsfähigkeit etwa an den Schienenstössen anzubringenden Nebenleitungen

(Leitungsbrücken, Unionbonds) anbelangt, so bestehen dieselben im allgemeinen aus einem oder auch mehreren Kupferblechstreifen oder Kupferdrahtstücken, welche mit ihren Enden an den beiden aneinanderstossenden Schienen metallisch befestigt werden. Der Querschnitt dieser Verbindungen soll natürlich den Strömen, welche durch den Schienenstrang zu laufen haben, d. h. der Leitungsfähigkeit, welche vom Schienenstoss gefordert wird, angepasst sein. Bei den älteren Anordnungen dieser Art hatte man die Bleche oder Drähte einfach zwischen die vorher möglichst blank gemachten Stossverbindungsteile eingelegt, in der Voraussetzung, dass durch das Festpressen die Oxydation des Kupfers eher verhindert bleibe als jene des Eisens; allein auf die Länge der Zeit bewährten sich diese Verbindungen hinsichtlich der Unveränderlichkeit ihrer Leitungsfähigkeit ebensowenig wie der eiserne Schienenstoss an sich. Man ging also darauf über, die kupfernen Nebenleiter an die Fahrschienen anzulöten; allein bei den ziemlich rasch und leicht ausführbaren, aber wenig haltbaren Weichlötungen waren schon durch das Lotmetall von vorhinein die Bedingungen für zerstörende elektrolytische Vorgänge an der Verbindungsstelle geschaffen, während sich die schwieriger auszuführende Hartlötung wohl mechanisch haltbarer, aber doch auch gegen die Zerstörung durch elektrolytische Einflüsse nicht vollkommen widerstandskräftig erwies. Am besten, billigsten und dauerhaftesten gelten zur Zeit jene Leitungsbrücken, bei welchen der Kupferleiter an den Fahrschienen festgenietet wird, obwohl auch diese Verbindungsweise ihren Nachteil besitzt, insofern durch die Nietstellen, d. h. durch die Nietlöcher immerhin eine Schwächung des Schienenquerschnittes bedingt ist. Von den zahlreichen Anordnungen der letztgenannten Art sei nachstehend beispielsweise die Leitungsbrücke angeführt, welche sich laut Mitteilung der Zeitschrift „La vie scientifique“ (1898, S. 97) auf einigen Linien der New York-, New Haven- und Bratfort-Bahn besonders bewähren soll. Die Gleise dieser Bahn bestehen auf den betreffenden Strecken aus stählernen Breitfussschienen, welche an den schwebend angeordneten Stössen in gewöhnlicher Weise durch zwei lange Winkellaschen und sechs Schraubenbolzen verbunden sind. Zur leitenden Ueberbrückung dieser Schienenstösse dienen je zwei Kupferbügel von der in Fig. 36 und 37 ersichtlich gemachten Form, deren Querschnitte zusammengenommen dasselbe Leitungsvermögen besitzen wie der laufende Schienenstrang. An den beiden Enden jedes der doppelt gebogenen, aus weichem Kupfer hergestellten Bügeln b_1 und b_2 sind die aufwärts stehenden cylindrischen Zapfen z_1 und z_2, bezw. z_3 und z_4

(Fig. 37) angebracht, welche ihrer Mitte nach durchsägt, d. h. mit einem Schlitze n (Fig. 36) versehen sind. Für die Aufnahme der Bügelzapfen erhalten die beiden Schienen r_1 und r_2 (Fig. 37) 35 mm weit vom Schienenende durch den Schienenfuss gehende Bohrlöcher. Wenn dann die beiden Fahrschienen r_1 und r_2, welche Fig. 37 von unten gesehen darstellt, richtig verlegt worden sind, werden die Kupferbügel von unten her mit ihren Endzapfen durch die betreffenden Löcher gesteckt und von oben her dadurch festgemacht, dass in den Spalt n ein harter Kupferkeil k (Fig. 36) eingetrieben wird. Infolge dieser Verkeilung pressen sich die Bolzenwände so dicht an die vorher sorgsamst reingefeilten Lochwände, dass sich diese Berührungsstellen für den Stromübergang weit besser und unverwüstlicher erweisen als Lötungen. Hinsichtlich der Form der Kupferbügel b_1 und b_2 bleibt noch zu bemerken, dass sie in senkrechter Richtung,

Fig. 36.

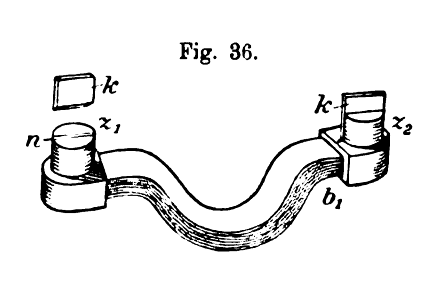
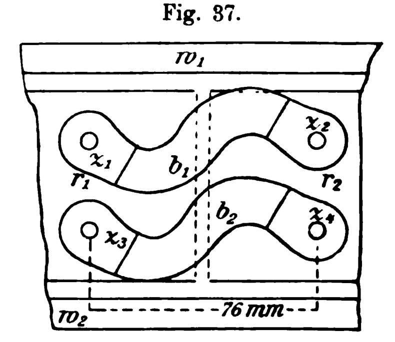


Fig. 37.

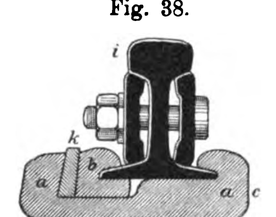


wie Fig. 36 zeigt, U-förmig, und wie Fig. 37 ersehen lässt, in wagrechter Richtung S-förmig gebogen sind, damit sie sich bei allfälligen Aenderungen der Schienenlage oder Schienenlängen leicht und unbeschadet mitbewegen können.

21. Als eine in der Mitte zwischen Verschweissung und Leitungsbrücke liegende Anordnung darf die Scheinig-Hofmannsche Schienenstossverbindung angesehen werden. Dieselbe besteht im wesentlichen nur aus drei Teilen, nämlich aus einer Unterlagplatte **aa** (Fig. 38), einem Klemmbackenstücke b und einem Keil k. Die Breite dieser drei aus Guss- und Martinstahl hergestellten Teile ist natürlich mehr oder minder vom Schienenprofil abhängig, beträgt aber für **aa** bei Breitfussschienen im allgemeinen das Doppelte des Schienenfusses. Ebenso hängt die Länge der Verbindungsstücke von der Höhe und Schwere der Fahrschienen ab, sowie davon, ob die Schienenstossverbindung auch noch durch Laschen und Schraubenbolzen verstärkt ist,

wie es die Abbildung zeigt. In diesen Fällen macht man die Stücke aa und b mindestens 16 cm und k etwa 17,5 cm lang; sollen jedoch bei Schienen, wie sie bei Strassenbahnen für gewöhnlich in Verwendung kommen, bloss neue Stossverbindungen ohne Laschen und Schraubenbolzen hergestellt werden, dann erhalten die Teile aa und b eine Länge von 20 cm und der Keil k eine solche von 22 cm. Um den Schienenstoss herzustellen, werden zuvörderst die Stösse der beiden Nachbarschienen, nachdem sie an ihren Enden entsprechend der Verbindungslänge gereinigt worden sind, mit den Köpfen dicht aneinander gebracht und sodann wird das Klemmbackenstück b an den Schienenfuss fest angeschoben, derart, dass die Längsmitte von b mit der Stossfuge der Schienen zusammenfällt. Weiter erfolgt auf der anderen Seite, genau gegenüber von b, das ähnliche Anlegen der vorher in einer Feldschmiede mittels Holzkohlen rotglühend gemachten Unterlagplatte aa. Dieses Anlegen geschieht mit Hilfe eines eigens angeordneten, mit zwei bogenförmigen Klauen versehenen Presshebels. Letzterer, eigentlich eben nichts anderes als ein grösserer Geissfuss, wird mit der einen, etwas schärfer eingebogenen Klaue bei i unter dem Schienenkopfe angelegt und mit der zweiten Klaue bei c gegen a gestemmt; durch Niederdrücken des Geissfusses schiebt also der betreffende Arbeiter die Klemmbacke der glühenden Unterlagplatte aa mit grosser Kraft auf den Schienenfuss, während gleichzeitig ein zweiter Arbeiter den Keil k „kalt“ zwischen a und b eintreibt. Hierdurch werden vermöge des gewählten Keilquerschnittes nicht nur die Klemmbacken a und b dicht auf den Schienenfuss gepresst und zu einem einzigen Ganzen vereinigt, sondern gleichzeitig wird auch die Platte aa gegen oben gedrückt, so dass ein vollständig gleichmässiges Auflager für die Schienenenden gesichert ist. Um diese beiden Wirkungen zu erzielen, ist eben der Winkel, welchen die Fuge zwischen b und k bildet, kleiner gewählt als 90° und der durch die Stossfuge zwischen a und k bestimmte Winkel wieder etwas kleiner angeordnet als der vorerwähnte Winkel. Die feste tadellose Verbindung wird übrigens selbstverständlich nicht bloss durch den Keil an sich, sondern insbesondere durch die Zusammenziehung der erkaltenden Unterlagplatte aa mit bewirkt. Von dem Augenblicke an gerechnet, in welchem die rotglühenden Unterlagplatten aus der nebenstehenden Feldschmiede entnommen werden, bis zur Vollendung des Verbandes dauert die ganze Arbeit 2½ bis höchstens

Fig. 38.



3 Minuten. Auf Strassen- und Leichtbahnen überhaupt erfordern Schienenstossverbindungen aus 20 cm langen Unterlagplatten keine weiteren Nebenverbindungen aus Laschen und Schraubenbolzen und erhöhen bei alledem die Festigkeit und Widerstandsfähigkeit des Gleises im allgemeinen, namentlich wenn — was als Regel durchgeführt werden soll und sich sozusagen von selbst ergibt — jener Teil des Verbandes, in welchen der Keil eingetrieben ist, durchweg auf die Aussenseite der Gleise verlegt wird, wobei es zur Erleichterung der Herstellungs- und Bahnunterhaltungsarbeiten auch noch empfehlenswert erscheint, die sämtlichen Keilköpfe des einen Schienenstranges der Anfangsstation und jene im zweiten Schienenstrange desselben Gleises der Endstation zuzukehren. Ersichtlichermassen lassen sich derartige Stossverbindungen — lediglich abgesehen von eisernem Oberbau mit Längsschwellen — für jede Gattung breitfüssiger Schienen, allenfalls auch auf Vollbahnen ausnützen, um so eher als sie die Möglichkeit bieten, die Verbindung zu jeder Zeit mit Hilfe eines Setzhammers durch Zurücktreiben des Keiles ohne jegliche Beschädigung der einzelnen Teile wieder zu lösen (vergl. Dinglers Polytechnisches Journal 1901, Bd. 316, S. 464).

Ganz besonders gutleitende Scheinig-Hofmannsche Stösse lassen sich gewinnen, wenn bei der Herstellung zwischen Schienenfuss und Schienenschuh dünne, weiche Zinkblechstücke von der Grösse der Berührungsflächen beigelegt werden. Beim Anlegen des rotglühenden Schuhes kommt nämlich dieses Zinkblech auf der dem letzteren zugekehrten Seite zum Schmelzen, während die andere allerdings nicht schmelzende, aber doch sehr erweichte Seite durch den Keildruck und namentlich durch die Zusammenziehung des erkaltenden Schienenschuhes mit solcher Kraft an die Unterfläche des Schienenfusses gepresst wird, dass das Zink in alle Unebenheiten der Berührungsfläche eintritt und den denkbar innigsten Kontakt herstellt, welcher gegenüber jeder äusseren Lötung den Vorteil besitzt, dem Zutritte von atmosphärischen Niederschlägen vollkommen entrückt zu sein.

Um hinsichtlich der Leitungsfähigkeit der Scheinig-Hofmannschen Schienenstösse ziffermässige Feststellungen zu gewinnen, wurden seitens der Tramway- und Elektrizitätsgesellschaft in Linz-Urfahr sorgfältige Messungen veranlasst. Hierbei gelangten dreierlei Ausführungen zur Untersuchung, wie sie bei den Phönixprofilschienen 14a in den Gleisen des Strassen- und Bergbahnnetzes der genannten Unternehmung seit einigen Jahren angewendet sind, nämlich:

a) Schienenstossverbindungen mit Winkellaschen von 500 mm Länge für die Stromleitung unterstützt durch Kupferbügel (Union-Bonds) von 1000 mm Länge und 110 mm² Querschnitt.

b) Schienenstossverbindungen mit Scheinig-Hofmannschen 16 cm langen Stossschuhen, für die Stromleitung unterstützt durch Kupferbügel wie bei a) und

c) Schienenstossverbindungen mit Scheinig-Hofmannschen 16 cm langen Stossschuhen, für die Stromleitung unterstützt durch Einlagen von 0,2 bis 0,4 mm starkem Zinkblech, ohne Kupferbügel.

Von jeder dieser drei Stossformen wurden je fünf Schienenstösse je 4mal gemessen, im ganzen hat man also 60 Messungen vorgenommen, deren Ergebnis in dem nachstehenden Ausweise ersichtlich gemacht ist.

Schienen-stoss-gattung	Gemessener Widerstand des Stosses in Ohm			Stosswiderstand, ausgedrückt durch den Schienenwiderstand in m
	Grösster	Kleinster	Mittlerer	
a)	0,0001576	0,0000616	0,0000930	2,72
b)	0,0000313	0,0000171	0,0000233	0,691
c)	0,0000118	0,0000066	0,0000085	0,231

Es ergibt sich aus dieser Tabelle, dass eine Schienenstossverbindung der Form a) denselben Leitungswiderstand besitzt wie ein 2,72 m langes Stück der Fahrschiene Profil Phönix 14a, dann dass die Schienenstossverbindung b) jenen von 0,691 m und die Form c) jenen von 0,231 m der laufenden Schiene im Widerstande gleichkommt. Bei Annahme von 12 m langen Fahrschienen wird sonach der Schienenwiderstand durch die Schienenstossverbindungen der Form a) um 22,5 %, durch Schienenstossverbindung der Form b) um 5,7 % und durch die Form c) um 1,94 % erhöht.

22. Während auf den elektrisch betriebenen Eisenbahnen die Schienenstränge in der Regel lediglich als Ersatz der Rückleitung für den Zugförderungsstrom benützt sind und also vorwiegend die Aufgabe haben, durch gute Leitungsfähigkeit den Abgang von Stromzweigen, den sogenannten vagabundierenden Strömen, möglichst zu verhüten, werden Gleise als Stromleiter auf Vollbahnen gewöhnlich nur für Signalbetriebe ausgenützt und das Haupterfordernis liegt hier weniger in der grossen Leitungsfähigkeit des Gleises, da es sich fast

immer nur um die Weiterführung verhältnismässig schwacher Ströme handelt, als um die gute Isolierung der Schienenstränge, weil eben der ungehörige Stromübergang von Strang zu Strang die Thätigkeit der Signalanlage unmittelbar störend beeinflusst.

Die Schwierigkeiten, welche sich auf Hauptbahnen der Herstellung vollkommen zweckentsprechender Schienenleitungen entgegenstellen, sind ebenso wesentlich als zahlreich, wie dies schon aus den früheren Darlegungen hervorgeht; sie hängen aber auch von einer Menge örtlicher Sonderumstände ab und werden daher um so mannigfacher und ungleicher. Zuvörderst ist natürlich die Gleisanordnung an sich sehr massgebend und gewisse Formen eisernen Oberbaues werden dem ins Auge gefassten Zweck überhaupt nicht dienstbar gemacht werden können. Aber auch bei gewöhnlichem Oberbau mit Holzschwellen wird es einen nennenswerten Unterschied machen, ob die Schwellen aus dichtem, hartem oder aus weniger dichtem, weichem, aus nicht getränktem oder aus getränktem Holze bestehen und ob sie letzterenfalls mit schlechtleitenden Stoffen, wie Teeröl oder dergl., oder mit gutleitenden Salzlösungen, wie Zinkchlorid oder Kupfervitriol, getränkt sind. Wesentlichen Einfluss übt ferner die Form, bezw. Wasserdurchlässigkeit und Tiefe des Kiesbettes und desgleichen die chemische Zusammensetzung des Bettungsmaterials selbst, insofern erdige oder lehmige Beimengungen auf die Isolation verschlechternd einwirken. Auch die eckige, splitterige Form des Schotters, durch welche die Staubbildung gefördert wird, ist weniger günstig als die des glatten Bach- oder Flusskiesels, vorausgesetzt dass letzterer keine zu grosse Menge Sandes enthält. Endlich hat auch die Beschaffenheit des Unterbaues seinen Einfluss, geradeso wie das örtliche Klima und namentlich das Feuchtigkeitsverhältnis im Gelände und in der Luft. Grosser Reichtum an Grundfeuchtigkeit, hoher mittlerer Feuchtigkeitsgrad der Atmosphäre und ein namhafter örtlicher Niederschlagsdurchschnitt werden immer nachteilig einwirken und die Isolierschwierigkeiten vermehren. In Bezug dieser vielen Vorbedingungen und Abhängigkeiten scheint unser Kontinent im allgemeinen schlechter daran zu sein als Amerika, denn wenn auch in Europa einige Versuche nicht völlig versagt haben und namentlich die Ausnützung isolierter Einzelschienen auf den Strecken und kurzer Gleisstücke auf den Bahnhöfen bereits mit Erfolg geübt wird und sich verbreitet, so hat hier doch wohl jeder Praktiker längst erfahren, dass sich die Eisenbahngleise der Vollbahnen fast überall ohne weiteres als Erdleitungen ausnützen lassen — das sind die der Gleisstromanordnung ungünstigen

Stellen —, während die umgekehrten Fälle — das sind die der Gleisstromanordnung günstigen Stellen — nur ganz ausnahmsweise in sandigen Gegenden und in Gebirgsthälern vorkommen. Aber auch in Amerika hat man nicht überall gleich günstige Erfahrungen gemacht, wie beispielsweise aus nachstehender Aeusserung eines Fachmannes in The Railroad Gazette 1894, S. 957, hervorgeht. „Die Kosten für die aus den Eisenbahnschienen der Fahrgleise hergestellten Stromkreise stellen sich so hoch, dass diese Form des Signalbetriebes eben nur für solche Strecken in Betracht kommen kann, wo ein ganz besonders dichter Verkehr herrscht." Die Gleise müssen in guter reiner Kiesbettung liegen und diese muss vorzüglich entwässert sein. Die sichere Wirkung des Stromes ist übrigens selbst dann bei schlechter, feuchter Witterung so fragwürdig, dass der Betrieb mittels gewöhnlicher galvanischer Elemente nicht immer zulänglich und wirtschaftlich erscheint. Man hat deshalb, um die erforderlichen Stromstärken für alle Fälle zu sichern, die Verwendung von Speicherbatterien versucht, was aber der Ladung und Verteilung halber mit mancherlei lästigen Schwierigkeiten verbunden ist. Die Hauptanstände hinsichtlich der Isolierung ergeben sich an den Bahnüberwegen, da gerade hier zwischen den Fahrschienen und den Streichbalken oder Wangenschienen am leichtesten Stromableitungen eintreten. Die beste Abhilfe würde sich an diesen Stellen allerdings dadurch treffen lassen, dass das betreffende Gleisstück von der laufenden Schienenleitung durch isolierte Schienenstösse ganz abgeschieden und durch ein unterirdisch zu verlegendes Zwischenkabel ersetzt wird. Aber auch dieses Auskunftsmittel wird für jene Signalanordnungen, bei welchen die Räderpaare der Züge einen Kurzschluss zwischen den beiden Strängen des Gleises zu erzeugen haben, nicht für alle Fälle genügen, weil es nicht ausgeschlossen erscheint, dass gewisse Züge, z. B. leerfahrende Lokomotiven, kürzer sind als die Zwischenkabelstelle und weil somit diese Züge das hinter ihnen auf Halt stehende Blocksignal, wenn auch nur vorübergehend, so doch fälschlich auf Freie Fahrt stellen würden. Viele der bei den Schienenleitungen vorkommenden Fehler entspringen allerdings nur dem Umstande, dass die mit der Unterhaltung der Gleise betrauten Arbeiter bezüglich der Bedürfnisse der Leitungsanlage häufig nicht genügend unterrichtet sind und infolgedessen beim Gleisrichten, Schwellenunterstopfen oder ähnlichen Verrichtungen selber Anstände hervorrufen. Dass es aber hierin in jüngster Zeit auf den amerikanischen Vollbahnen wesentlich besser geworden sein müsse, geht aus dem Berichte Carters an den Pariser Eisenbahnkongress hervor (vergl.

Dezemberheft 1899 und Juliheft 1900 der „Bulletin de la Commission internationale du congrès des chemins de fer", Bd. XIII und XIV), sowie namentlich aus dem Umstande, dass innerhalb der letzten 3 Jahre die Länge jener amerikanischen Bahnen, welche für den Betrieb ihrer Blocksignaleinrichtungen Gleisleitungen ausnützen, um beiläufig 12000 km zugenommen hat.

Nach den bei der Chicago and North-Western-Railway bestehenden Bestimmungen soll für das dort eingeführte selbstthätige Blocksignal mit Gleisstrombetrieb der Leitungswiderstand in einem Kilometer Schienenstrang nie grösser sein als 0,6 Ohm, während der Isolierwiderstand weder bei trockenem noch feuchtem Wetter unter 5 Ohm herabsinken darf. Für den Ruhestrombetrieb des Elektromagnetes, welcher das Signal steuert und dessen Spulen einen Widerstand von 4 Ohm besitzen, sind im Stromkreise (vergl. Fig. 34) nur zwei grossplattige, hintereinander geschaltete Zinkkupferelemente eingeschaltet, von denen jedes 1 Ohm inneren Widerstand besitzt. Wenn der Isolierwiderstand der Schienenstränge 29,9 Ohm per Kilometer beträgt, so wird das Gleis zunächst der Batterie von einem Strom von 235 Milliampères durchflossen, von dem der signalsteuernde Elektromagnet ungefähr 194 Milliampères empfängt. Ist der Isolationswiderstand bloss 5 Ohm pro Kilometer, dann hat der Gesamtstrom zunächst der Batterie wohl auch annäherungsweise 235 Milliampères, allein in die Elektromagnetspulen gelangen davon beiläufig nur 173 Milliampères. Dieser durch die Verschiedenheit der Isolierung bei trockenem und bei nassem Wetter auftretende Stromunterschied ist jedoch keineswegs im stande, die Ankeranziehung am gedachten Elektromagneten irgendwie nachteilig zu beeinflussen, d. h. die regelmässige Signaldurchführung zu stören. Um dieses Verhältnis gleichmässig aufrecht zu erhalten, ist jeder Elektriker der genannten Bahn verpflichtet, mindestens einmal jedes Monats die sämtlichen Blockeinrichtungen seines Dienstbezirkes durchzusehen, die Stromstärken zu messen und alle Schienenstromkreise auf ihre Leitungsfähigkeit zu überprüfen. Alle für die Blockeinrichtung bestimmten Elektromagnetspulen, ebenso alle Batterien und sämtliche Anschlussdrähte, für welche man lediglich vorzügliche Bleikabel benützt, müssen, bevor man sie zur Verwendung bringt, immer wieder sorgfältigst untersucht und hinsichtlich ihres Widerstandes nachgemessen werden.

Zur Zeit hat auch die Paris-Lyon-Mittelmeerbahn auf einer beiläufig 45 km langen Strecke — nämlich von Laroch (Yonne) bis Cavant — versuchsweise eine selbstthätige Blocksignalanlage für

Gleisstrombetrieb eingerichtet und wird diese Schaltungsform daselbst nun auch vom europäischen Standpunkte einer sorgsamen Beobachtung und den genauesten Prüfungen unterzogen. Vielleicht werden die bezüglichen Versuchsergebnisse hinsichtlich der Ausbreitung des Gleisstrombetriebes wieder einen Schritt nach vorwärts anbahnen? Jedenfalls darf aber von vorhinein der Umstand nicht ausser acht gelassen werden, dass die obige Versuchsstrecke klimatisch sehr günstig gelegen ist.

D. Streckenschaltvorrichtungen, welche nur einseitig ansprechen.

23. Auf eingleisigen Bahnen — unter besonderen Umständen allenfalls auch auf zweigleisigen — kann es bei elektrischen Blockeinrichtungen und manchen anderweitigen Signalanordnungen, deren Steuerung durch die Züge zu geschehen hat, wünschenswert oder geboten sein, dass die betreffenden Streckenstromschalter nur für die Züge der *einen* oder der *anderen* Fahrrichtung ansprechen. Vorrichtungen dieser Art sollen sonach nicht nur den in Punkt 2 aufgeführten Bedingungen entsprechen, sondern überdem die aussergewöhnliche Eigenschaft besitzen, durch die darüber, daneben oder darunter wegfahrenden Züge hinsichtlich der elektrischen Wirkungen ausschliesslich nur dann zur Thätigkeit zu gelangen, wenn diese Züge eine bestimmte, im voraus festgesetzte Richtung besitzen, während die aus der entgegengesetzten Richtung kommenden oder die zurückschiebenden Züge den Schalter wohl auch mechanisch in ähnlicher Weise beeinflussen wie die ersteren, dabei aber die vorerwähnte elektrische Wirkung nicht hervorrufen können.

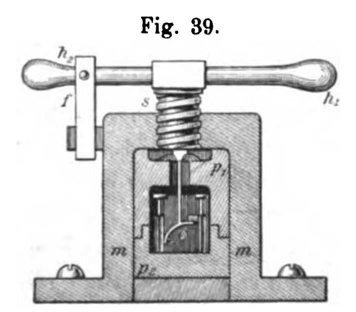
Auf den ersten flüchtigen Blick hin würde man meinen, diese Aufgabe müsse sich so ziemlich mittels der meisten in der Unterabteilung B angeführten Schaltvorrichtungen, welche nicht durch den Raddruck, sondern durch besondere, an den Fahrzeugen angebrachte Teile wirksam zu machen sind, erfüllen lassen, sobald die betreffenden Kontaktanordnungen nicht in der Mittelachse des Gleises ihren Platz erhalten. Allein dies ist doch nur scheinbar der Fall, indem die letztgedachten Schaltvorrichtungen bloss dann rein *einseitig* arbeiten, wenn zu jeder Rückfahrt jener Teil an den Fahrzeugen, welcher auf die Schalter einzuwirken hat, sei es durch Umkehren des Fahrzeuges oder auf andere Weise, vorher beseitigt wird. Sie entsprechen also den gestellten Bedingungen keineswegs im gewünschten Umfange und der angeforderten Strenge, es wäre denn, dass die innere Anordnung



der Kontaktvorrichtung, wie etwa bei dem im Punkte 10 erwähnten Stromschliesser von Timis und Lavezzari für sich schon das einseitige Ansprechen bedingt. Die wiederholt hervorgehobenen Schwierigkeiten, welche damit verbunden sind, für Streckenstromschalter eine allen Anforderungen entsprechende Anordnung zu finden, besteht also vorliegendenfalls in erhöhtem Masse, und dieser Umstand erklärt es denn auch ausreichend, dass die Zahl der im Eisenbahnbetriebe verwerteten einseitig ansprechenden Streckenschaltvorrichtungen verhältnismässig recht gering ist, und dass sie in der Regel nur auf Linien vorkommen, wo die Fahrgeschwindigkeit der Züge nicht über das äusserste Mass von 40 km/Std. hinausgeht.

Als der älteste Vertreter der einseitig ansprechenden Stromschalter für Eisenbahnen darf wohl der in Fig. 39 dargestellte Unterbrecher gelten, welcher von Bellmare bei seinem zur Feststellung des jeweiligen Aufenthaltes der Züge bestimmten, im Jahre 1856 der französischen Akademie vorgelegten Signaleinrichtung (vergl. Glösener-Traité, Bd. I, S. 303) benützt werden sollte. Im Innern einer Metallhülse m m, welche auf eine Holzschwelle des Gleisoberbaues oder ebensowohl an einem neben der Begrenzung des freien Raumes der Bahn entsprechend eingerammten Pflocke festgeschraubt wurde, befanden sich zwei übereinandergestürzte Porzellangefässe p_1 und p_2, in welche die kommende und gehende Leitung an Klemmen zugeführt war. Die beiden Klemmen standen während der Ruhelage, wie es die Abbildung kennzeichnet, durch eine ziemlich steife Kontaktfeder c miteinander in leitender Verbindung. Eine steile, unten in eine Elfenbeinspitze endende Schraube s wurde an den Arm h_1 von einem an der Zugslokomotive angebrachten Bügel bei der Vorbeifahrt zur Seite und dadurch die Schraube s so tief nach abwärts gedreht, dass die leitende Feder c vom Ruhekontakt abgedrückt und somit der bis dahin bestandene Stromweg unterbrochen wurde. Sobald bei der Vorbeifahrt des Zuges die Wirkung des Lokomotivbügels aufhörte, brachte die den Arm h_2 umklammernde Federzange f die Schraube und den Kontakt wieder in die Ursprungslage zurück. Ersichtlichermassen wird eine Drehung des Armes h_1 durch einen aus entgegengesetzter Richtung kommenden Zug die Schraube s nicht abwärts, sondern aufwärts bewegen und somit keine Unterbrechung nach sich ziehen können. Es

Fig. 39.



braucht wohl nicht erst besonders hervorgehoben zu werden, dass sich diese gewiss einfache Anordnung nicht nur als Stromunterbrecher wie im vorliegenden Falle, sondern ebensogut als Stromschliesser ausnützen lässt, wenn der Elfenbeinstift an der Schraube s entsprechend länger gemacht wird.

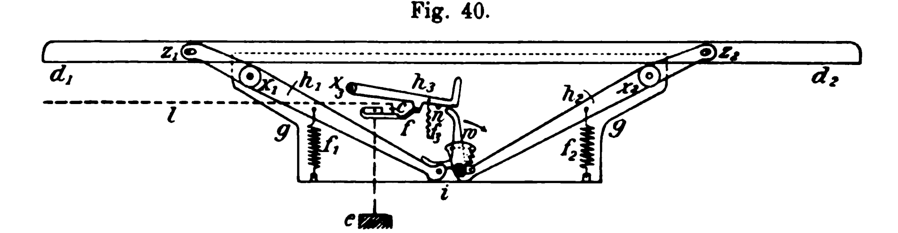
Ein von Sesemann angegebener, in der „Elektrotechnischen Zeitschrift“ 1889, S. 71 beschriebener, einseitig ansprechender Streckenstromschliesser war die erste auf deutschen Bahnen (königlich preussischen Staatsbahnen, Direktionsbezirk Erfurt) versuchte Vorrichtung dieser Art und besteht im wesentlichen aus einer 85 cm langen, beiläufig in ihrer Mitte von einem Kugellager gehaltenen und senkrecht zum Gleis gestellten Stahlwelle, deren vorderes, als Rolle ausgebildetes Ende in angemessener Höhe und ganz nahe der Fahrschiene angebracht ist. Diese Stahlrolle wird demnach von den Rädern der vorbeifahrenden Züge erfasst, niedergedrückt und zugleich etwas nach vorwärts gerückt. Das rückwärtige, durch eine kräftige Spiralfeder dauernd nach abwärts gezogene Wellenende lauft bei der Tasterbethätigung in einer belederten Blechführung von der Form eines auf seiner Spitze stehenden gleichseitigen Dreieckes nach aufwärts und zwar je nach der Richtung des vorüberkommenden Zuges längs der linken oder längs der rechten Dreiecksseite. Demzufolge wird ein mittels einer Schleife zu dem rückwärtigen Wellenende verbundener Drehhebel nach rechts oder nach links gedreht,–wobei er einen gewöhnlichen Federkontakt in Schluss bringt. Je nachdem nun der rechts oder der links angebrachte Federkontakt in einen bestimmten Stromkreis geschaltet ist, wird dieser letztere nur für die hingehenden Züge oder für die aus entgegengesetzter Richtung kommenden Züge ansprechen (vergl. „Die elektrischen Telegraphen- und Signalmittel auf der Frankfurter Ausstellung“, Stuttgart 1893, S. 62).

Eine andere von J. A. Fricke erdachte einschlägige Anordnung wurde auf Nebenstrecken der Eisenbahndirektion Frankfurt a. M. versucht. Den Hauptteil dieser Vorrichtung bildet ein parallel und dicht neben der Fahrschiene ausserhalb des Gleises angebrachter, etwas nach aufwärts federnder, etwa 80 cm langer und 56 mm breiter Stahlblechstreifen, der an dem einen Ende mittels eines fixen Bolzens festgemacht, am zweiten Ende jedoch frei ist. Gegenüber dem letzteren befindet sich der kürzere Arm eines durch Anschlag und Spiralfeder in seiner Grundstellung festgehaltener Winkelhebel, dessen längerer Arm, sobald die Ruhelage gestört wird, einen ähnlich wie ein Morsetaster angeordneten Stromschliesser thätig macht. Der federnde Stahl-

blechstreifen wird durch jedes Rad der vorüberkommenden Züge niedergedrückt, zugleich aber auch in der Richtung der Zugfahrt gestreckt, weil infolge der Kegelfläche des Radreifens das Rad mit einem grösseren Halbmesser über die Fahrschiene als über den Stahlblechstreifen rollt. Wenn nun der Zug von jener Seite kommt, gegen welche das festgemachte Federende liegt, so wird durch die eintretende Streckung des Stahlblechstreifens das freie Ende des letzteren einen Druck auf den Haupthebel der Kontaktvorrichtung ausüben und diesen sonach thätig machen. Kommt jedoch der Zug aus entgegengesetzter Richtung, so erfolgt die Federstreckung gegen den Befestigungsbolzen hin, der ihre Wirkung aufhebt und die Kontaktvorrichtung erfährt sonach keine Einflussnahme (Dinglers Polytechnisches Journal 1892, Bd. 238, S. 166).

24. Auch ein von Hattemer erdachter, einseitig ansprechender Stromschliesser wird gleich den beiden zuletzt besprochenen mittels

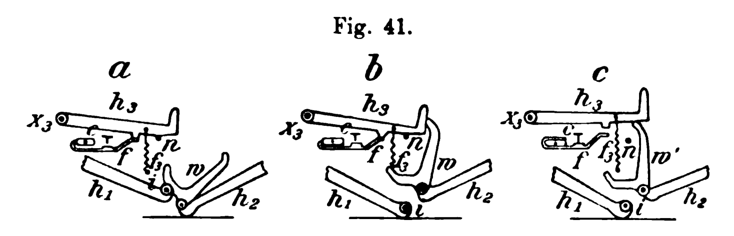
Fig. 40.



Pratzen, Klemmbacken und Schraubenbolzen unmittelbar an den Fuss einer Fahrschiene befestigt, jedoch stets an jenem Strang des Gleises, der rechts von der Zugrichtung liegt, für welche die elektrische Bethätigung vorbehalten sein soll. Der Stromschliesser selbst, sowie alle zarteren Teile der Vorrichtung sind in einem gusseisernen, staub- und wasserdicht verschliessbaren Gehäuse gg (Fig. 40) eingebaut, zwischen dem und der Eisenbahnschiene, knapp neben dem Schienenkopfe, die 1,20 m lange, an den beiden Enden für den Radanlauf etwas abgeschrägte Druckschiene $d_1 d_2$ zu liegen kommt, welche durch eine Art federndes Sprengwerk unterstützt, nämlich von den beiden Hebeln h_1 und h_2 getragen wird. Die letzteren sitzen im Gehäuse auf den Drehachsen x_1 und x_2, während sie an die Druckschiene bei den Zapfen z_1 und z_2 angebracht sind und sich mit den unteren Enden gegen den Gehäuseboden stemmen, gegen den sie durch die kräftigen Spiralfedern f_1 und f_2 dauernd gezogen werden. Von den beiden Sprengwerkhebeln trägt h_2 am unteren Ende ein zweischenkeliges Winkelstück w, das auf einem in h_2 befestigten Drehzapfen steckt,

und h_1 einen seitlichen Stift i, auf dem der Winkel w sich vermöge seines Uebergewichtes mit dem kürzeren Arm stützt. Die eigentliche Kontaktvorrichtung besteht aus einer mit der Erdleitung e verbundenen Kontaktfeder f und einer zur kommenden Leitung l angeschlossenen Kontaktschraube c. Ausserdem gehört dazu ein um die fixe Achse x_3 drehbarer Hebel h_3, der teils durch sein Eigengewicht, teils durch die Spiralfeder f_3 für gewöhnlich auf den Anschlagstift n gepresst ist, wobei er die Kontaktfeder f von c abdrückt, so dass der Stromweg von l nach e unterbrochen bleibt. Wenn nun ein Zug eintrifft, dessen erstes Rad bei d_1 auf den an den Enden etwa 2 mm und in der Mitte 4 bis 5 mm über Schienenoberkante emporragenden Druckhebel des Stromschalters gelangt, so wird zuvörderst der Hebel $d_1\,d_2$ niedergekippt und somit der Unterarm des Hebels h_1 gehoben, wodurch der Stift i auf w einwirkend diesem Stück die in Fig. 41 **a** gekennzeichnete Lage erteilt. Gelangt dann das Rad auf die andere Druckhebelhälfte d_2,

Fig. 41.



so wird nunmehr der Unterarm von h_2 gehoben, so dass die in Fig. 41 **b** dargestellte Hebelstellung eintritt, während schliesslich, sobald das Rad den Druckhebel wieder verlässt, durch die Wirkungen der Federn f_1 und f_2 die ursprüngliche in Fig. 40 ersichtlich gemachte Ruhelage zurückgewonnen wird. Kommt also ein Zug von links, so bleibt in der Kontaktvorrichtung die regelrechte Unterbrechung ungeändert. Kommt hingegen ein Zug aus der anderen Richtung, so kippt jedes seiner Räder zuerst d_2 nieder, so dass der Unterarm von h_2 hochgeht, wobei der aufrechte Arm des Winkels w den Hebel h_3 trifft und gleichfalls hochhebt. Die hierdurch entlastete Feder f legt sich, den Stromweg herstellend, auf c, wie es in Fig. 41 **c** dargestellt erscheint. Kippt dann das Rad den zweiten Teil des Druckhebels, so erhalten die beiden Hebel h_1 und h_2 ebenfalls dieselbe Lage, wie sie Fig. 41 **a** zeigt, um schliesslich, wenn das Rad den Taster völlig verlassen hat, wieder die in Fig. 40 gezeichnete Grundstellung zurückzugewinnen. Bei der zuletzt betrachteten Fahrtrichtung des Zuges erzeugt also jedes Rad desselben eine Stromschliessung. Dieser Hattemersche

Radtaster hat im Verlaufe der letzten Jahre hinsichtlich der verschiedenen kleinen Bestandteile mancherlei wertvolle Verbesserungen erfahren, ohne dass an der grundsätzlichen Anordnung etwas geändert wurde und ist unter den in Deutschland angewendeten einseitig ansprechenden Streckenstromschaltern zur Zeit der verbreitetste (vergl. Elektrotechnische Zeitschrift 1895, S. 10, und Zentralblatt der Bauverwaltung 1898, S. 18).

Mit dem eben geschilderten Radtaster besitzt ein seit 1895 auf der Kaiser-Ferdinand-Nordbahn angewendeter, von Zalabak konstruierter Stromschliesser eine gewisse Verwandtschaft. An die Stelle des Druckhebels nebst den beiden Spreizen tritt jedoch lediglich eine starke, nierenförmig abgegrenzte Stahlblechscheibe, die in einem Gehäuse senkrecht aufgehängt und mit ihrer Oberkante genau so knapp an die Fahrschiene gebracht ist wie der Hattemersche Anlaufhebel. Im Gehäuseinnern steckt die Scheibe beiläufig in ihrer Mitte, wo sie einen eiförmigen, die Spitze nach abwärts gekehrten Ausschnitt hat, lose auf einem cylindrischen, in den beiden Gehäusewänden festgenieteten Drehbolzen. Zwei kräftige, im Gehäuse eingehängte Spiralfedern ziehen die Stahlblechscheibe für gewöhnlich derart nach aufwärts, dass sie in ihrer natürlichen Schwerlinie liegt und mit dem unteren Ausschnittrand fest gegen den ebenerwähnten Bolzen gepresst wird. Ein Finger, der am unteren Aussenrand der Scheibe nach abwärts reicht, trifft, wenn letztere eine Drehung gegen rechts macht, den Hebel eines Stromschliessers, wogegen der Finger bei der Linksdrehung leer lauft und auch während der Mittellage, d. i. in der Ruhelage der Scheibe, auf die Kontaktvorrichtung keinen Einfluss ausübt. Die Bethätigung des Stromschliessers kann also nur erfolgen, wenn ein Zug von rechts angefahren kommt, weil in diesem Falle jedes Rad die gedachte Stahlblechscheibe anlauft, dieselbe hierbei etwas niederdrückt und ihren Oberteil ein wenig nach vorwärts beugt. Der Unterteil weicht sonach gegen rechts aus und besorgt die Thätigmachung des Stromschliessers. Bei den Zügen der anderen Fahrrichtung wird die Scheibe allerdings auch von jedem Rade niedergedrückt wie im ersten Falle, da aber nunmehr ihr Unterteil nach links ausweicht, bleibt der Stromschliesser unbeeinflusst (vergl. Zeitschrift des österreichischen Ingenieur- und Architektenvereins 1897, S. 458; Dinglers Polytechnisches Journal 1898, Bd. 309, S. 171).

25. Unter Umständen lässt sich die Aufgabe des einseitigen Ansprechens ganz günstig durch Zusammenschaltung je zweier gewöhnlicher Streckenstromschalter lösen, welche mehrere Meter weit

voneinander im Gleis eingebaut und in dem betreffenden Stromkreis hintereinander geschaltet werden. Der eine dieser Schalter muss ein mit Verzögerungsvorrichtung ausgestatteter Unterbrecher sein, beispielsweise wie der in Fig. 7 dargestellte Willmannsche Radtaster, wogegen der zweite lediglich ein gewöhnlicher Stromschliesser zu sein braucht oder ebensowohl — etwa ähnlich demnach wie der Hallsche Taster, Fig. 6 — mit einer Verzögerungsvorrichtung versehen sein kann. Kommt ein Zug von jener Seite, wo er zuerst auf den Stromschliesser gelangt, so bewirkt das erste Rad den gewünschten Schluss, der durch den Einfluss der übrigen Räder des Zuges oder durch die Verzögerungsvorrichtung des befahrenen Schalters so lange sich wiederholt bezw. anhält, bis das erste Rad auf den zweiten Schalter gelangt und hier den Stromschluss wieder so lange stört, bis der ganze Zug die letztgedachte Stelle überfahren und die Nachwirkung der Verzögerungsvorrichtung daselbst aufgehört hat, worauf die gesamte Schalteranlage zur neuerlichen Thätigkeit wieder bereit steht. Kommt hingegen der Zug zuerst über den Unterbrecher, so kann der später im zweiten Schalter bewirkte Kontakt keinen Stromschluss mehr hervorrufen, weil doch der Stromkreis im ersten Schalter unterbrochen ist. Für die Dauer des Stromschlusses ist der Abstand zwischen den beiden Streckenstromschaltern und die Fahrgeschwindigkeit des letzteren massgebend; ausserdem nimmt allerdings bei Stromschliessern ohne Verzögerungsvorrichtung auch noch die Anzahl der Achsen des Zuges Einfluss. Ersterenfalls wird die Dauer der Stromgebung, in Sekunden ausgedrückt, betragen:

$$t = \frac{3600 + a}{1000 k},$$

wobei a den Abstand der beiden zusammengeschalteten Schalter in Meter und k die Anzahl der Kilometer bedeutet, welche der Zug in der Stunde zurücklegt. Danach stellt sich, wenn etwa die beiden Streckenstromschalter 10 m voneinander verlegt würden und die Züge mit einer grössten Geschwindigkeit von 30 km/Std. verkehren, die Dauer des Stromschlusses auf mindestens 1,2 Sekunden.

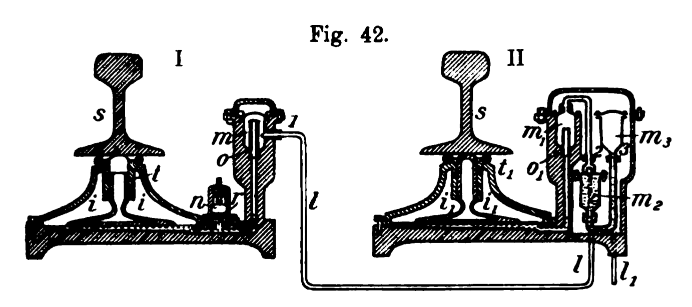
Es fehlt nun nicht an Versuchen zur Herstellung von Doppeltastern, welche im Sinne der soeben betrachteten Anordnung wirken sollen und hat beispielsweise T. W. Prokov mehrere einschlägige deutsche Patente erworben. Bei den älteren dieser Prokovschen Vorrichtungen besteht das Grundsätzliche eben darin, das sie aus je zwei gewöhnlichen, miteinander verbundenen Radtastern zusammengesetzt sind, von denen der eine eine Luft- oder Flüssigkeitspumpe bewegt,

welche durch die Verschiebung der kontaktmachenden Teile eine Stromschliessung unmöglich macht, wenn gelegentlich der Bethätigung durch einen Zug der Druckhebel dieses letztgedachten Radtasters zuerst niedergedrückt wird, wogegen im anderen Falle die Herstellung des Stromweges ungehindert erfolgt (vergl. Dinglers polyt. Journal, 1897, Bd. 305, S. 135). Bei einer jüngeren Anordnung, welche u. a. 1896 im Bereiche der kgl. Eisenbahndirektion Lübeck erprobt worden ist, benützt Prokov zur Bewegung des Stromschliessers verdichtete Luft, welche vom fahrenden Zug erzeugt wird. Auch in diesem Falle sind zwei Vorrichtungen zur gemeinsamen Arbeit vereinigt, allerdings nicht eigentliche Radtaster, aber immerhin Anordnungen, welche nach Art der Schienendurchbiegekontakte thätig gemacht und daher an geeigneter Stelle und in angemessener Entfernung voneinander unterhalb des Schienenstranges angebracht werden. Von jeder dieser im wesentlichen aus je einer Luftpumpe bestehenden Vorrichtung geht ein unterirdisch verlegtes Rohr zu dem eigentlichen Stromschliesser, der im staub- und wetterdicht verschlossenen Kopfteil einer kurzen, seitlich vom Gleis aufgestellten gusseisernen Säule untergebracht ist. Jede der beiden unter den Schienen verlegten Pumpen wird durch die bei den Zugsfahrten bewirkten Schieneneinbiegungen in der Weise beeinflusst, dass die niederschwingende Fahrschiene den Kolben niederdrückt und Luft in das Rohr eindrückt, das zu der Kontaktvorrichtung geht. Letztere wird nun durch zwei Membranen gesteuert, derart, dass die Kontaktfedern aneinandergepresst werden, wenn die eine, und dass sie auseinandergepresst werden, wenn die andere Membrane unter Druck steht. Je nachdem also der Zug die zur ersteren oder letzten Membrane verbundene Pumpe zuerst thätig macht, wird die Kontaktvorrichtung den Stromschluss herstellen oder nicht herstellen (vergl. Glasers Annalen vom 1. März 1897, S. 93).

Zur gleichen Gattung gehört eine von Sacek angegebene Anordnung, die als Betriebsbehelf für eine selbstthätige Blocksignaleinrichtung bestimmt ist, falls dieselbe auf eingleisige Strecken Verwendung finden soll, und die im wesentlichen aus zwei nach Art der Siemens & Halskeschen Quecksilberkontakte (vergl. Punkt 7) ausgestalteten Vorrichtungen I und II, Fig. 42, besteht, welche einige Schienenlängen hintereinander an demselben Schienenstrang in bekannter Weise festgeklemmt werden. Bei der einen dieser Vorrichtungen, nämlich in I, wird durch jede Schieneneinbiegung, welche ein darüber wegfahrender Zug verursacht, aus dem flachen Gefässe i Quecksilber in das Gefäss m emporgetrieben, um dort den metallischen Anschluss zwischen dem

Eisenkörper der Vorrichtung, d. i. Erde, und dem Kabel l bei 1 herzustellen, worauf späterhin, nach Vorbeifahrt des Zuges, das hochgegangene Quecksilber durch die enge Oeffnung o eines in m eingesetzten Ebonitrohres nach i zurückfliesst und der Stromweg bei 1 wieder aufhört. In der mit I durch das Leitungskabel l verbundenen Vorrichtung II steht das grosse Quecksilbergefäss i_1 mit dem Gefässe m_1, letzteres aber durch isolierte Röhren auch noch mit zwei weiteren Gefässen m_2 und m_3 in Verbindung, die in ihrem unteren Teile gleichfalls und zwar so hoch mit Quecksilber angefüllt sind, dass dasselbe bis an die blanken Platinenden der beiden Kabel l und l_1 emporreicht, von denen l_1 den Leitungsanschluss zur Signalanlage bildet. Für gewöhnlich ist also in II ein dauernder Stromweg von 2 zu 3 hergestellt. Wenn jedoch ein Zug passiert, wird durch die Schienendurchbiegung Quecksilber aus i_1 nach m_1 getrieben und demzufolge in diesem Gefässe die Luft verdichtet. Die auf diese Weise erzeugte

Fig. 42.



Pressluft verdrängt in m_2 das Quecksilber dergestalt, dass der bisher bei 2 bestandene Kontakt und sonach auch die Verbindung zwischen l und l_1 eine Unterbrechung erleidet. Letztere hört erst dann wieder auf, wenn der Ueberdruck in m_1 aufhört, d. h. sobald nach erfolgter Vorbeifahrt des Zuges das nach m_1 emporgestiegene Quecksilber durch die enge Oeffnung o_1 nach i_1 zurückfliesst. Die Unterbrechungsdauer, welche vorwiegend von der Weite der Abflussöffnung o_1 abhängt, soll sich auf 15 bis 20 Sekunden belaufen, während die Züge etwa 2 bis 6 Sekunden brauchen, um die Entfernung von I nach II oder von II nach I zurückzulegen. Alle Züge, welche zuerst die Vorrichtung I und erst dann II befahren, bewirken ersichtlichermassen den gewünschten Stromschluss, wogegen die aus der entgegengesetzten Richtung kommenden Züge zuvörderst in II den Anschluss zur kommenden Leitung l_1 unterbrechen, so dass die darauffolgende Bethätigung des Stromschliessers I für die Signalleitung wirkungslos bleibt (vergl. Oesterr. Eisenbahn-Zeitung vom 20. April 1900, S. 138).

E. Streckenstromschalter, welche gleichzeitig als Stromquellen dienen.

26. Fast unmittelbar nach den ersten Erfindungen im Gebiete der elektrischen Telegraphie tauchten auch schon eine Menge allerdings oft recht abenteuerlicher, mitunter aber auch weittragender und sehr vernünftiger Vorschläge darüber auf, wie diese Neuerung dem Eisenbahnwesen zu gute kommen könne. Zu diesen meist erst viele Jahre später oder gar nie verwirklichten Ideen zählt auch jene, dass der fahrende Zug leicht im stande sein müsse, sei es etwa durch das mittelbare Antreiben einer magnet-elektrischen Maschine, sei es durch unmittelbares Umsetzen der lebendigen Kraft in Elektrizität oder auf ähnlichen Wegen Ströme zu erzeugen, welche geeignet wären, zur Verkündigung seiner Annäherung oder zum Betriebe sonstiger Eisenbahnsignale ausgenützt zu werden. Dieser vielversprechende Gedanke besass denn auch seine thatsächliche Berechtigung, wie ja die allerneuesten Fortschritte hinsichtlich der elektrischen Beleuchtung von Eisenbahnfahrzeugen es am besten beweisen; trotzdem liess derselbe die an ihn geknüpften Hoffnungen, was die Vorteile für die Signalgebung anbelangt, obwohl es sich diesfalls nur um die Beschaffung wesentlich schwächerer Ströme handelte, bis heute ziemlich unerfüllt. Als naheliegender Grund dafür ergibt sich die Ungleichheit an Länge und Geschwindigkeit der Züge und die daraus entspringende Verschiedenheit der Erregung, welche die einzelnen Züge ausüben. Könnte man, ähnlich wie bei der elektrischen Wagenbeleuchtung, die Stromquelle mit Elektrizitätsspeicher verbinden, welche innerhalb gewisser Grenzen die erzeugten Ueberschüsse aufsammeln und die Abgänge ersetzen, so wären die gedachten Schwankungen und ihre Folgen leicht überwunden, allein die verwickelten Einrichtungen, welche zu diesem Ende geschaffen werden müssten, würden von vorhinein die angestrebten Vorteile zunichte machen. Auf Vollbahnen mit ungleich langen und ungleich schnellen Zügen ist sonach von den in Rede stehenden Vorrichtungen auch in der letztgedachten Vervollkommnung für alle Zukunft kaum viel Erspriessliches zu erwarten; dagegen dürfte auf Leichtbahnen, wenn daselbst lediglich Züge gleicher Länge und Geschwindigkeit verkehren, noch manches Günstige zu erreichen sein, namentlich bei Anwendung von Stromquellen etwa nach dem Muster der bereits seit dem Jahre 1857 bekannten Siemens & Halskeschen Magnetinduktionsschlüssel für Morseeinrichtungen, welche sich hinsichtlich ihrer Leistungen von der Geschwindigkeit der Züge ziemlich

unabhängig machen liessen. Wie ausserordentlich vorteilhaft es übrigens wäre, gerade die Zugdeckungssignale durch trockene, standfeste, in ihren Leistungen unveränderliche Induktionsmaschinen zu betreiben, die ohne weiteres von den Zügen erregt werden, braucht wohl kaum erst des näheren beleuchtet zu werden.

27. Bei einer selbstthätigen Blocksignalanlage, welche durch Verité anfangs der fünfziger Jahre versuchsweise auf der Strecke Paris-La Chapelle (vergl. Brame, Étude, I. Auflage. S. 78) eingerichtet worden war, benützt der Genannte zur Entblockung der Signale den in Fig. 43 dargestellten Magnetinduktor. Die zugehörigen Signalvorrichtungen auf der Strecke bestanden aus verglasten Trommelscheiben, welche von den vorüberfahrenden Zügen vermöge der Einwirkung des ersten Rades auf den Druckhebel eines einfachen Radtasters mechanisch auf Halt gebracht, nämlich rot abgeblendet wurden. In dieser Stellung blieb dann das Signal, d. h. die rote Blende, durch eine an dem Blendenarm angebrachte Fangnase festgehalten, die in dem Augenblicke, wo dieser Arm seine Endlage erreicht, von einem Schnepper gefangen wurde, der auf dem Anker eines Elektromagneten sass. Die Spulen des letzteren standen einerseits mit der Erde, andererseits durch eine Telegraphenleitung mit dem etwa 4000 m weit entfernten, neben dem Gleis aufgestellten Streckenstromgeber (Fig. 43) in Verbindung, wo die Leitung zu den Drahtspulen eines Magnetinduktors m und schliesslich wieder zur Erde geführt waren. Beim Stromgeber war im Gleis ebenfalls ein Radtaster eingebaut, der hinsichtlich seiner Anordnung im wesentlichen mit dem in Fig. 1 dargestellten vollkommen übereinstimmte und dessen Druckhebelachse w (vergl. auch Fig. 1) in das Gehäuse g des Stromgebers hineinreichte. Hier sass auf w ein zweiarmiger Hebel p_1 p_2 fest, der in dem Augenblicke, wo das erste Rad eines Zuges den Druckhebel thätig machte, mittels der Gelenkstange z den Schlussanker a des fünffachen, 3 kg schweren Stahlmagnetes m von den Polen abriss und hierdurch in den die Schenkel von m umgebenden Drahtspulen einen kräftigen Induktionsstrom erzeugte. Dieser Strom fand auf der vorgedachten Leitung seinen Weg zurück zum Blocksignal und bewirkte an demselben die Auslösung des Schneppers, weshalb die rote Brille ihrem Eigengewichte folgend in die Ruhelage zurückkehren konnte, so dass

Fig. 43.

die Scheibe wieder weiss zeigte, d. h. das Signalzeichen für Freie Fahrt darstellte. Eine zweite Stromentsendung war nicht mehr möglich, weil der von einer kräftigen Spiralfeder f angestrebte Rückgang des Ankers a in die Ruhestellung durch eine Verzögerungsvorrichtung p verwehrt wurde. Diese letztere, eine Quecksilberüberfallpumpe, war nämlich mit ihrem Kolben vermittels eines Gelenkrahmens A mit dem Arm p_2 der Druckhebelachse w verbunden und liess daher während der Vorbeifahrt eines Zuges, so lange Räder über den Druckhebel des Radtasters liefen, überhaupt keinen merkbaren und hernach nur einen äusserst langsamen Rückgang des Ankers a vor sich gehen.

Grosse, von vorhinein arg übertriebene Hoffnungen sind auf eine seinerzeit vielbesprochene Anordnung (vergl. La Lumière électrique, Bd. 8, S. 110, 434 und 525; Engineering, Bd. 35, S. 16; Elektrotechn. Zeitschrift, Bd. 4, S. 260) der Gebrüder Ducousso gesetzt worden, die an Einfachheit allerdings nichts zu wünschen übrig lässt. Diese durch

Fig. 44. Fig. 45.

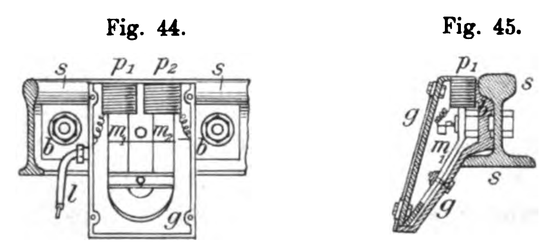
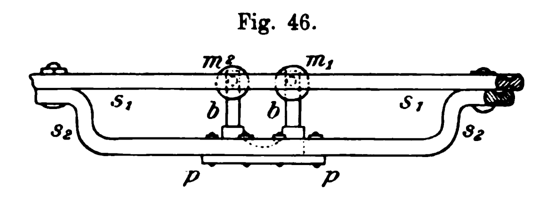


Fig. 44 und 45 dargestellte Vorrichtung besteht lediglich aus einem Jaminschen Blättermagnet m_1 m_2, der aus 24 mit dem Bug nach unten gestellten Stahlblechen zusammengesetzt und in einem mittels Laschen und Schrauben b b an der Fahrschiene s des Eisenbahngleises befestigten Zinkbüchse g g angebracht und verwahrt ist. Auf den beiden Polen des Magnetes sitzen Kerne p_1 und p_2 aus weichem Eisen, auf denen zwei hintereinander geschaltete Drahtspulen stecken, welche je 1800 Windungen enthalten und zusammen einen Leitungswiderstand von annähernd 7600 Ohm aufweisen. Das eine Ende des nur 0,14 mm starken Spulendrahtes ist mit dem Zinkgehäuse g, also durch Vermittlung der Fahrschiene s zur Erde verbunden, während das andere an die gut isoliert in die Büchse eingeführte Signalleitung l angeschlossen wird. Die ganze Zinkbüchse g g, deren unterer Teil in einer eigenen, gut abgedeckten Grube des Gleiskiesbettes Aufnahme findet, wird vor der Inbetriebsetzung der Vorrichtung mit Paraffin ausgegossen, um das Eindringen von Feuchtigkeit und jeden Stromverlust hintanzuhalten.

Wenn nun an einem solchen Magnet die Räder eines Zuges vorübergelangen, so bilden ihre Eisenmassen gleichsam bewegliche Anker, welche in den Magnetspulen Ströme induzieren. Der Umstand aber, dass zur Erzeugung dieser Ströme, welche natürlich im Verhältnisse der Schnelligkeit zunehmen, mit welcher die Räder an den Magnetpolen vorüberkommen, für alle Fälle eine gewisse mindeste Fahrgeschwindigkeit und Länge der Züge erforderlich ist, macht die Vorrichtung für sehr langsam fahrende oder sehr kurze Züge unverlässlich und somit für die Praxis überhaupt unbrauchbar, was ja auch durch Sartiaux gelegentlich eingehender Versuche auf der französischen Nordbahn zweifellos festgestellt worden ist (vergl. La Lumière électrique, Bd. 8, S. 493).

Eine der eben geschilderten stark verwandte, aber doch einigermassen verbesserte Abart bildet der von J. Radcliffe angegebene

Fig. 46.



Streckenstromgeber, welcher laut Mitteilung des „Engineering" vom 28. November 1892, S. 641, schon längere Zeit vorher von der Great-Northern-Railway zum elektrischen Umstellen von Flügelsignalen, sowie zur Ver- und Entriegelung selbstthätiger Fahrstrassenverschlüsse u. dergl. nicht ohne Erfolg versucht worden sein soll. Diese durch

Fig. 47.

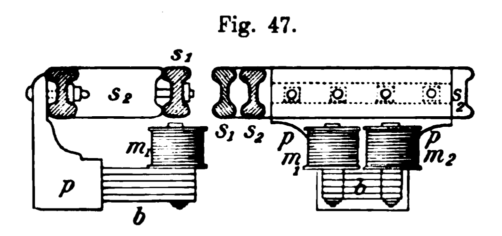


Fig. 46 und 47 ersichtlich gemachte Vorrichtung verhält sich zu der Ducoussoschen etwa ähnlich wie die Schienendurchbiegekontakte zu den gewöhnlichen mit Druckhebeln versehenen Radtastern. Der aus einer Anzahl hufeisenförmiger, aufeinandergelegter Blechen zusammengesetzte Stahlmagnet b, auf dessen Schenkel vorne zwei aus weichem Eisen bestehende Polschuhe angebracht sind, welche die in der Signal-

leitung eingeschalteten, aus einer grossen Zahl Windungen bestehenden und äusserst feindrähtigen Spulen m_1 und m_2 tragen, ist nicht wie im früher betrachteten Falle neben, bezw. an der Eisenbahnfahrschiene s_1 angebracht, sondern unterhalb derselben. Zu diesem Ende wird der Magnet durch Vermittlung eines aufgeschraubten Bügelgestelles p von einer beiläufig 1,8 m langen — die Längenabmessungen sind in den Abbildungen verkürzt dargestellt — an den beiden Enden zu Laschen abgekröpften Parallelschiene s_2 getragen, welche an der Fahrschiene s_1 und zwar an der Aussenseite des Gleises durch Bolzenschrauben befestigt ist. Es bildet also die Fahrschiene s_1 selber den Magnetanker, der den Kernen m_1 und m_2 jedesmal genähert und dann wieder von denselben entfernt wird, sobald das Rad eines Eisenbahnfahrzeuges über die Schienenstelle hinwegfährt. Da hierbei die Entfernung des Ankers von den Magnetpolen während der Ruhelage stets die gleiche, ebenso die Masse des Ankers unveränderlich und so ziemlich auch seine Gangweite dieselbe bleibt, so liegt es nahe, dass der Radcliffesche Streckenstromschliesser gleichmässigere Ströme erzeugen und daher im allgemeinen günstiger arbeiten kann als der Ducoussosche, allein die störende Abhängigkeit der Stromstärke von den Geschwindigkeiten der Züge bleibt doch nicht vermieden, wenn auch die Grenzen des Versagens etwas weiter hinausgerückt sind.

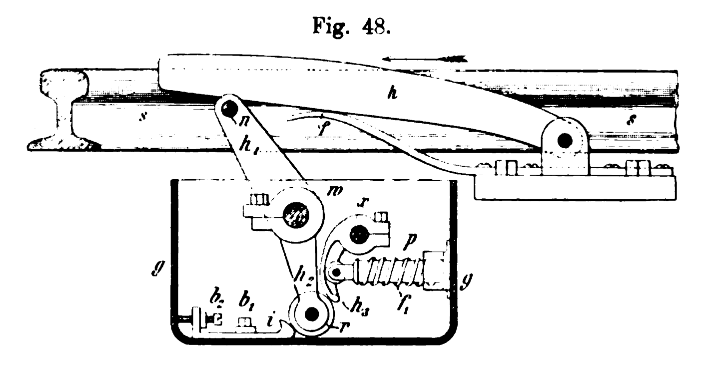
Hinsichtlich ihrer Wirksamkeit sowohl von der Länge als von der Geschwindigkeit der Züge vollständig unabhängig sind Stromschlussvorrichtungen, welche Wilfrid Boult für seine selbstthätigen Blocksignaleinrichtungen (vergl. „The Electrician“ vom 13. und 20. Oktober 1899, S. 869 und 906) zu benützen beabsichtigt. Bei diesen Einrichtungen sollen die Signale nicht auf der Strecke, sondern lediglich auf der Zugslokomotive erscheinen und durch polarisierte Relais nebst einer Ortsbatterie betrieben werden, welche die Lokomotive mitführt. Das die Zeichengebung bewirkende Umlegen der Relaiszungen geschieht nicht durch einen Elektromagneten, sondern durch den Einfluss eines U-förmigen Stabes aus weichem Eisen, welcher in entsprechender Höhe auf dem Lokomotivgestelle befestigt ist und bei der Fahrt des Zuges über eigene, auf der Bahnstrecke ausgelegte magnetische Felder vorübergehend durch Induktion magnetisiert wird. Die zur Erzeugung dieser magnetischen Felder erforderliche, an den Schwellen des Fahrgleises parallel zu der Gleisachse angebrachte Einrichtung besteht aus einer Anzahl senkrecht gestellter magnetisierter Stahlstäbe kreisrunden Querschnittes, welche alle mit demselben Pol, nach der Reihe wie die Zähne eines Rechens, in einer flachen Kopf-

schiene aus weichem Eisen eingesetzt sind. Dies ist die einfachste Form der Vorrichtung, mit welcher immer nur dieselbe Polarität induziert werden kann. Sollen beide Polaritäten induziert werden können, so müssen die besagten Magnetstäbe Drahtspulen erhalten, welche mit einer Stromleitung in Verbindung gebracht werden. Je nachdem letztere stromleer oder stromdurchflossen ist, besitzt die die oberen Enden sämtlicher Magnetstäbe verbindende Flachschiene dieselbe Polarität wie die oberen Stabenden der Einzelmagnete oder zweitenfalls die entgegengesetzte, wenn der durch die Spulen laufende Strom seiner Stärke und Richtung nach den vorhandenen Magnetismus der Stäbe nicht nur aufhebt, sondern völlig umkehrt. Jeder der geschilderten Magnetrechen befindet sich in einem sorgfältig abgedichteten, oben mit Messingblech abgeschlossenen, hölzernen Schutzkasten, der an den bestimmten Signalstellen im Gleise liegt. Das magnetische Feld muss natürlich um so länger, d. h. die Anzahl der Einzelmagnete muss um so grösser sein, je grösser die Fahrgeschwindigkeit der auf den betreffenden Strecken verkehrenden Züge ist. Wenn eine Lokomotive eines der geschilderten Magnetfelder befährt, so gelangt das Relais ganz nahe an die Magnete, wobei der eine Schenkel des die Relaiszunge tragenden Hufeisens entweder positiv oder negativ influenziert wird und einen Relaisschluss bewirkt, der seinerseits das Erscheinen des zugeschalteten Signals der Lokomotive hervorruft (vergl. Dr. Ernst Voit, „Sammlung elektrotechn. Vorträge“, Bd. I, S. 470). Dass diese Sache sich theoretisch recht hübsch anhört, für die Praxis aber ganz unverwendbar ist, liegt auf der Hand.

28. Von der Pennsylvania Steel Co., Stalton, Pa., werden für amerikanische Bahnen Flügelsignale und auch Läutewerke nach Longs Anordnung hergestellt, welche die Besonderheit aufweisen, dass das Umstellen des Signalflügels bezw. das Läuten elektromotorisch und zwar mittels eines Wechselstrommotores geschieht, welcher dem bekannten Siemens & Halskeschen Läuteinduktor ganz ähnlich, jedoch in grösseren Abmessungen und als Sekundärmaschine ausgebildet ist (vergl. der „Techniker“, 1889, S. 33, und „Zeitschrift d. V. deutscher Ingenieure“, 1895, Nr. 12, S. 348). Zur Beschaffung der für den Betrieb dieser Longschen Signale erforderlichen Wechselströme sind Siemens & Halskesche Läuteinduktoren grösserer Gattung verwendet, deren Induktorkurbeln aber nicht von Beamten oder Signalwärtern mit der Hand, sondern durch die fahrenden Züge angetrieben werden. Der Magnetinduktor befindet sich im rückwärtigen, in der Zeichnung nicht weiter ersichtlich gemachten Teil eines Schutzkastens gg (Fig. 48),

welcher zwischen zwei verlängerten Querschwellen des Gleises mit Hilfe von Winkeleisen und Schrauben befestigt ist und steht mit dem eigentlichen Radtaster durch die in den vorderen Gehäuseteil eingeführten Welle x in Verbindung. Jedes auf den Schienenstrang s laufende Rad der in der Pfeilrichtung fahrenden Züge gelangt auf den stählernen, durch eine kräftige Feder f etwa 5 bis 10 mm über Schienenoberkante festgehaltenen Anlaufhebel h und drückt denselben nach abwärts, so dass die Kurbel h_1, welche mit dem seitlich vorstehenden Rollenstift n in den Weg von h hineinreicht, gleichfalls niederwärts gedreht wird. Der Arm h_1 sitzt gleich wie ein zweiter kürzerer Arm h_2 auf der im Gehäuse g g gelagerten Achse w fest, doch befindet sich h_1 ausserhalb und h_2 innerhalb des Gehäuses. Gegen h_2 stemmt der Federbolzen p einen daumenförmigen, auf einer Drehachse x festge-

Fig. 48.



keilten bogenförmigen Arm h_3 derart, dass sich das als Rolle ausgebildete Ende r des Armes h_2 gegen den mittels zweier Schrauben b_1 und b_2 einstellbaren Anschlag i fest anlegt. Bei jedesmaligem Niedergehen des Druckhebels h wird also im Kasteninnern der Arm h_3 durch h_2 mit der Rolle r nach rechts gedreht; doch kehren beide Arme wegen des Druckes der Feder f_1 stets unverzüglich wieder in die Ruhelage zurück, sobald das vorüberkommende Wagenrad den Druckhebel wieder freigibt. Die hin- und hergehenden Bewegungen der Welle x übertragen sich auf die Ankerachse des in der anstossenden Abteilung untergebrachten, gewöhnlichen Läuteinduktors mit Hilfe eines in der Zeichnung nicht ersichtlich gemachten Rades, welches lose auf x steckt und mit derselben durch eine E. Langen & Smith-sche Kugelkuppelung so verbunden ist, dass es nur die Rückgänge von h_3 mitmacht und dabei das auf der Induktorankerachse sitzende Trieb antreibt, während es bei jenen Drehungen, welche die Tasterbethätigungen unmittelbar mit sich bringen, nicht mitgenommen wird.

Das Antriebrad ist absichtlich in dieser Weise mit x gekuppelt, damit die den Induktor bewegende Triebkraft von den ungleichen Druckwirkungen der über den Anlaufhebel des Radtasters hinweggehenden Fahrzeuge unabhängig gemacht und lediglich von der leicht regulierbaren Spannung der Feder f_1 und einer ähnlichen, auf die Achse x einwirkenden, in der Zeichnung nicht ersichtlichen Wurmfeder beeinflusst wird. Dem Induktortriebwerk ist übrigens noch eine Nebenwelle vorgelegt, auf der ein Schwungrad sitzt, demzufolge die Ankerachse auch in den kurzen Pausen weiterläuft, welche zwischen den einzelnen Radwirkungen der Züge eintreten. Auf diese Weise erzeugt jeder Zug eine fortlaufende Reihe von Wechselströmen in der gewöhnlichen Dauer von 15 bis 20 Sekunden und ebensolange währt natürlich auch die Wirksamkeit des Elektromotors beim zugehörigen Signal. Derselbe Stromgeber, welcher in vorstehender Form natürlich nur für doppelgleisige Bahnen verwendbar ist, wurde durch die Beigabe eines zweiten Radtasters, welcher, wenn er vom Zuge zuerst befahren wird, eine Unterbrechung der Signalleitung bewirkt, für den Gebrauch auf eingleisigen Strecken verwendbar, d. h. einseitig ansprechend gemacht.

Sowohl in der einen als wie in der anderen Form ist der Longsche Streckenstromgeber von der Geschwindigkeit der ihn wirksam machenden Züge so ziemlich unabhängig und auch die Kürze der Züge wird durch das Schwungrad, welches die Stromerzeugung immer noch einige Zeit fortsetzt, nachdem die jeweilig von den Zügen ausgegangene Bethätigung des Induktors bereits aufgehört hat, einigermassen unschädlich gemacht. Diese gegenüber den im Punkte 27 besprochenen Streckenstromgebern sich ergebenden Vorzüge werden allerdings durch die Uebelstände beeinträchtigt, welche mit dem verhältnismässig weitläufigen mechanischen Antrieb an sich verbunden sind. Die Ausführung der Vorrichtung soll übrigens, laut der oben angeführten Quellen, seitens der Pennsylvania Steel Comp. eine geradezu vorzügliche sein, weil die sämtlichen Teile aus bestem Material und mit Hilfe besonderer Präzisionsmaschinen, ähnlich genau wie Gewehr- oder Uhrenbestandteile, hergestellt werden.

F. Zusammenfassung und Schlussfolgerung.

29. In der Regel sind diejenigen, welche ohne einschlägige praktische Erfahrungen in Streckenstromschalterfragen Urteile abzugeben oder Entscheidungen zu treffen haben, nur zu sehr geneigt, sich

Anforderungen	Durch Raddruck bethätigte Stromschalter				Schalter, welche mittels besonderer, an den Fahrzeugen angebrachter Teile bethätigt werden			Schaltvorrichtungen, bei denen der Metallkörper der Räderpaare als Leiter dient		Nur einseitig ansprechende Schaltvorrichtungen	Schaltvorrichtungen, die gleichzeitig Stromquellen sind	
	Radtaster	Schienendurchbiegekontakte	Rüttelkontakte	Hydraulisch wirkende Quecksilberkontakte	Durch Hebel, Kurbeln, Pflugschienen u. dergl. mechanisch wirkend	Mittels ins Gleis eingebauter Anlaufschienen wirkende Schleifkontakte	Schleifkontakte oberhalb oder seitlich der Fahrzeuge	Isolierte Fahrschienen	Gleisleitungen		Durch elektrische oder magnetische Induktion wirkend	Durch Umsetzung von Kraft wirkend
Verwickelte Zwischenglieder sollen wegbleiben und die regelrechte Bethätigung soll genau nur jene Stromzustände hervorrufen können, welche erforderlich sind	*Lässt sich ermöglichen*	*Lässt sich ermöglichen*	*Lässt sich ermöglichen*	*Lässt sich ermöglichen*	*Ist nicht zu ermöglichen*	*Lässt sich ermöglichen*	*Lässt sich ermöglichen*	*Ist immer der Fall*	*Ist immer der Fall*	*Ist nicht zu ermöglichen*	*Lässt sich ermöglichen*	*Ist nicht zu ermöglichen*
Gebrechen und Störungen in den Schaltern sollen keine gefährlichen Wirkungen, nämlich falsche Freisignale oder unzulässliche Verschlussentriegelungen nach sich ziehen können	"	"	"	"	*Lässt sich ermöglichen*	"	"	"	"	*Lässt sich ermöglichen*	"	*Lässt sich ermöglichen*
Gesundheit oder Leben von Personen, welche die Bahn betreten, darf durch die Streckenstromschalter in keiner Weise bedroht werden	"	"	"	"	"	"	"	*Ist nur bei Schwachstrombetrieb der Fall*	*Ist nur bei Schwachstrombetrieb der Fall*	"	"	"
Die Sicherheit des Zugverkehrs darf nicht beeinträchtigt werden. (Die Schalter dürfen keine Entgleisungsgefahr bedeuten.)	"	"	"	"	*Ist nur bis zu einem gewissen Masse der Fall*	"	*Ist nur bis zu einem gewissen Masse der Fall*	*Lässt sich ermöglichen*	*Ist immer der Fall*	"	"	"
Der Bestand der Fahrgleise, die erforderlichen lichten Begrenzungen der Fahrbahn und die laufenden Oberbauarbeiten sollen nicht behindert sein	*Ist nur bis zu einem gewissen Masse der Fall*	*Ist nur bis zu einem gewissen Masse der Fall*	*Ist nur bis zu einem gewissen Masse der Fall*	*Ist nur bis zu einem gewissen Masse der Fall*	*Lässt sich ermöglichen*	*Ist nur bis zu einem gewissen Masse der Fall*	*Lässt sich ermöglichen*	*Ist nicht möglich*	*Ist nicht möglich*	*Ist nur bis zu einem gewissen Masse der Fall*	"	*Ist nur bis zu einem gewissen Masse der Fall*
Das regelrechte Arbeiten der Schaltvorrichtung soll von den zufälligen Lage- und Richtungsänderungen der Fahrgleise und deren Unterhaltung unabhängig sein	"	*Lässt sich ermöglichen*	"	"	"	"	"	"	"	"	"	"

Regen, Schnee, Eis, Hitze, Frost, Rauch, Staub u dergl. sollen das richtige Arbeiten der Schalter nicht stören können	*Lässt sich ermöglichen*	„	*Lässt sich ermöglichen*	*Lässt sich ermöglichen*	„	„	*Ist nur bis zu einem gewissen Masse der Fall*	*Ist nur bis zu einem gewissen Masse der Fall*	*Ist nur bis zu einem gewissen Masse der Fall*	*Lässt sich ermöglichen*	*Ist nur bis zu einem gewissen Masse der Fall*	*Lässt sich ermöglichen*
Die Schalterwirkung soll dieselbe bleiben, ob der einflussnehmende Zug aus wenigen oder aus vielen Fahrzeugen besteht	„	„	*Ist nicht zu ermöglichen*	„	*Ist immer der Fall*	*Ist immer der Fall*	*Ist immer der Fall*	*Ist nicht zu ermöglichen*	*Ist immer der Fall*	„	*Ist nicht zu ermöglichen*	*Ist nicht zu ermöglichen*
Die Schalterwirkung soll dieselbe bleiben, ob der einflussnehmende Zug leicht oder schwer ist	„	„	*Ist nur bis zu einem gewissen Masse der Fall*	*Ist nur bis zu einem gewissen Masse der Fall*	„	„	„	*Ist immer der Fall*	„	„	*Ist nur bis zu einem gewissen Masse der Fall*	*Lässt sich ermöglichen*
Die Leistung des Stromschalters soll sich gleich bleiben, ob der bethätigende Zug schnell oder langsam fahrt	„	„	„	„	„	*Ist nur bis zu einem gewissen Masse der Fall*	*Ist nur bis zu einem gewissen Masse der Fall*	*Ist nur bis zu einem gewissen Masse der Fall*	„	„	*Ist nicht möglich*	*Ist nur bis zu einem gewissen Masse der Fall*
Die Stromschalter sollen lediglich durch jene Züge bethätigt werden können, für welche sie vorgesehen sind	*Ist nicht zu ermöglichen*	*Ist nicht zu ermöglichen*	*Ist nicht zu ermöglichen*	*Ist nicht zu ermöglichen*	*Lässt sich ermöglichen*	*Ist nicht zu ermöglichen*	*Ist nicht zu ermöglichen*	*Ist nicht zu ermöglichen*	*Ist nicht zu ermöglichen*	*Ist immer der Fall*	*Ist nicht zu ermöglichen*	*Lässt sich ermöglichen*
Zufällige mutwillige oder böswillige Bethätigungen sollen durch die Anordnung an sich ausgeschlossen sein	*Lässt sich ermöglichen*	*Lässt sich ermöglichen*	*Lässt sich ermöglichen*	*Lässt sich ermöglichen*	*Ist nur bis zu einem gewissen Masse der Fall*	*Ist nur bis zu einem gewissen Masse der Fall*	*Ist nur bis zu einem gewissen Masse der Fall*	„	„	*Lässt sich ermöglichen*	„	„
Auf anderen Gleisen fahrende Züge dürfen keinen Einfluss ausüben können	„	„	*Ist nicht zu ermöglichen*	„	*Lässt sich ermöglichen*	*Ist immer der Fall*	*Ist immer der Fall*	*Ist immer der Fall*	*Ist immer der Fall*	„	*Ist nur bis zu einem gewissen Masse der Fall*	„
Der Uebergang von Fahrzeugen gleichspuriger Bahnen soll nicht behindert sein	*Is immer der Fall*	*Ist immer der Fall*	*Ist immer der Fall*	*Ist immer der Fall*	*Ist nicht der Fall*	*Ist nicht der Fall*	*Ist nicht der Fall*	„	„	*Ist nur bis zu einem gewissen Masse der Fall*	*Ist immer der Fall*	*Ist immer der Fall*
Von fremden Strecken übergegangene Fahrzeuge oder Züge sollen an den Vorteilen der durch die Streckenstromschalter betriebenen Einrichtungen teilhaben können	„	„	„	„	„	„	„	„	„	„	„	„
Die Vorrichtungen sollen angemessen widerstandskräftig hergestellt werden können und leicht zu unterhalten sein	*Ist nur bis zu einem gewissen Masse möglich*	*Lässt sich ermöglichen*	*Lässt sich ermöglichen*	*Ist nur bis zu einem gewissen Masse möglich*	*Lässt sich ermöglichen*	*Lässt sich ermöglichen*	*Lässt sich ermöglichen*	*Lässt sich ermöglichen*	*Lässt sich ermöglichen*	*Ist nur bis zu einem gewissen Masse möglich*	*Ist nur bis zu einem gewissen Masse möglich*	*Ist nur bis zu einem gewissen Masse möglich*

hierbei einer ganz übel angebrachten Unterschätzung ihrer Aufgabe schuldig zu machen. Allerdings wird ja von den fraglichen Einrichtungen im wesentlichen selten mehr verlangt, als dass sie vorübergehende Unterbrechungen oder Schliessungen von Stromkreisen vermitteln, also etwas, das im allgemeinen zu den einfachsten Dingen der Welt gerechnet werden darf; allein der Umstand, dass es die im Rollen begriffenen Eisenbahnfahrzeuge oder Züge sind, von denen hierzu der Antrieb auszugehen hat, gestaltet die an sich einfache Aufgabe unter Umständen zu einer recht schwierigen. Die Verhältnisse der fahrenden Züge werden nach Massgabe ihrer Richtung, ihrer Radbelastungen, ihrer Fahrgeschwindigkeit und Achsenzahl ungleich, eine Ungleichheit, die dadurch, dass die Räder gebremst, halbgebremst oder festgebremst sein können, ferner durch die örtliche Richtung und Lage des Fahrgleises, sowie schliesslich auch durch den Zustand des Oberbaues überhaupt noch weit mannigfaltiger wird. Trotzdem soll das Ergebnis des Antriebes, nämlich die Schalterthätigkeit immer dieselbe bleiben, damit letztere ihrerseits wieder die richtige Arbeitsleistung der zugehörigen Signal- oder Sicherungseinrichtung unfehlbar hervorrufen könne. Aus diesem so sehr ungleichen Antrieb durch die Züge ergibt sich ferner für die Schalter eine ausserordentliche Abnützung, welche auch noch dadurch vermehrt wird, dass die gedachten Vorrichtungen im Freien angebracht und daher andauernd einer Reihe verderblicher Einflüsse ausgesetzt sind. Letztere lassen sie nicht nur rascher zu Grunde gehen, sondern können überdem ihre verlässliche Betriebsfähigkeit, sei es durch hemmende Verunreinigungen an beweglichen Teilen, sei es durch Oxydation an Stellen, die blank bleiben müssen u. s. w., herabmindern oder stören.

Auf Grund der in dieser Hinsicht bei den Betrachtungen in den früheren Abschnitten gewonnenen Ergebnisse sind nun in der nebenstehenden Uebersichtstafel die verschiedenen Formen der Streckenstromschalter nebeneinandergestellt und hinsichtlich der Eignung gekennzeichnet, welche sie besitzen, den einzelnen Erfordernissen des Eisenbahnbetriebes zu entsprechen. Dieser Ausweis zeigt ebenfalls deutlich, dass bisher überhaupt gar keine Anordnung bekannt ist, welche allen möglichen Erfordernissen des Betriebes zugleich mit den wirtschaftlichen Anforderungen gerecht zu werden vermöchte.

30. Die Streckenstromschalter besitzen für die mit ihrer Hilfe zu betreibenden Signal- oder Sicherungseinrichtungen genau dieselbe ausschlaggebende Bedeutung, wie etwa der „Nervus vagus“ für das menschliche Herz, das nie seine regelrechte Thätigkeit auszuüben ver-

mag, wenn der Nerv nicht vollkommen gesund ist. Uebereinstimmend wird eine durch rollende Fahrzeuge oder Züge zu steuernde Einrichtung nur dann ihrer Aufgabe mit gebotener Verlässlichkeit erfüllen, wenn die zugehörigen Streckenstromschalter hinsichtlich ihrer Thätigkeit und Unterhaltung nichts zu wünschen übrig lassen. Hieraus drängt sich im Rückschlusse jenen Bahnen, welche, wie z. B. die europäischen Vollbahnen, besonders viele und strenge Anforderungen zu erfüllen bezw. zu stellen haben, die ernstliche Mahnung auf, solange es keine von ihrem Standpunkte aus durchaus einwandfreie Streckenstromschalter gibt und solange es die Zeiträume der Zugfolge gestatten, mindestens die wichtigsten auf die Sicherung des Zugverkehrs abzielenden Einrichtungen der vermittelnden Hand verantwortlicher Bediensteter zu unterwerfen und lediglich jene Ergänzungseinrichtungen der unmittelbaren Steuerung durch die Züge zu überantworten, welche derselben naturgemäss nicht entzogen werden können. Dem entgegen sollen Nebenbahnen, die den Aufwand besonderer für die ins Auge gefassten Zwecke aufzustellende Mannschaften wirtschaftlich nicht ertragen, desgleichen Leichtbahnen aller Art und selbst Strassenbahnen, namentlich wenn dieselben elektrisch betrieben sind, um so eifriger von den Vorteilen Gebrauch zu machen suchen, die sie für die Regelung und Sicherung ihres Zugverkehrs durch unmittelbar von den Fahrzeugen gesteuerten Einrichtungen erzielen können. Dass in dieser Beziehung zur Zeit eigentlich überall — Amerika ausgenommen — noch wenig geschehen ist und noch viel gethan werden könnte, bedarf wohl kaum besonderen Hervorhebens.

Amerika arbeitet übrigens auch für die europäischen Vollbahnen vor, denn die ausserordentliche Ausdehnung, welche dort die Anwendung von Gleisstromleitungen für den Betrieb selbstthätiger Blocksignaleinrichtungen derzeit bereits erreicht hat, und der Umstand, dass sich immer weitere Kreise des amerikanischen Vollbahnnetzes unter den verschiedensten Boden- und klimatischen Verhältnissen mit der Anpassung und Zurechtlegung dieser Stromschalterform praktisch beschäftigen, müssen im Verlaufe der Jahre denn doch zu Vervollkommnungen führen, welche hinsichtlich der isolierten Schienenstossverbindungen und der Isolierung der Schienenstränge auch den europäischen Anforderungen näherkommen, als es zur Zeit eigentlich noch der Fall ist, wenngleich auch hier die Anwendung kurzer isolierter Gleisstücke sich immer mehr und mehr verbreitet.

Von den 12440 km Blockanlagen, welche, wie „The Engineer“ vom 20. Mai 1902 berichtet, laufenden Jahres im Bereiche der Ver-

einigten Staaten in Betrieb gesetzt sein werden, sind über 90 % auf Gleisstromkreise geschaltet. Viele der betreffenden Bahnen haben diese Betriebsform erst später angenommen, nachdem die Herstellungen sicherer und billiger geworden waren. Im allgemeinen gilt denn auch die Errichtung und Unterhaltung völlig zweckentsprechender Gleisstromleitungen thatsächlich weder mehr für schwierig noch für sehr kostspielig. Gewöhnlich besorgt ein Oberingenieur, dem für beiläufig je 32 km ein Elektriker und für je 20 Blocksignalstellen ein Batterieaufseher und ein Laternenanzünder zugeteilt ist, die Gesamtunterhaltung, für welche sich auf den grossen Bahnen, wie z. B. auf der Chicago and North-Western Railroad die diesfälligen jährlichen Gesamtkosten auf 345,16 Mark für jede einzelne Blocksignalstelle belaufen.

Für alle Fälle bleibt das Eine erwägungswert, dass im Grunde genommen die Gleisstromleitung allen wichtigeren Bedingungen, die an die Streckenschalter gestellt werden, entspricht, und hinsichtlich der weniger wichtigen Anforderungen, welche sie unerfüllt lässt, doch wieder den gewichtigen Vorteil bietet, dass jeglicher Anstand lediglich eine Verzögerung nicht aber eine Gefährdung der Züge hervorrufen kann. Es erscheint sonach keineswegs ausgeschlossen, dass die immer ausgedehnteren amerikanischen Erfahrungen und die auf S. 390 erwähnten Versuche der Paris-Lyon-Mittelmeerbahn auch für die Ausbreitung der Schienenstromleitungen in Europa neue günstige Anregungen mit sich bringen.

Ueber deformierte Wechselströme

mit besonderer Berücksichtigung eisengeschlossener Apparate.

Von

Dipl.-Ing. **Heinrich Hinden,** Darmstadt.

Mit 16 Abbildungen und 3 Tafeln im Text.

Einleitung.

Das Studium der durch deformierte Strom- und Spannungskurven hervorgerufenen besonderen Erscheinungen in Wechselstromkreisen ist erst in neuerer Zeit von Elektrotechnikern betrieben worden. Solange die Elektrotechnik als reine Technik greifbarere und dankbarere Probleme zur Lösung bot, hatte man für derartige, mehr wissenschaftliche Seiten weniger Interesse. Ausserdem aber steht einer allgemeinen Verbreitung des Studiums gerade dieser Vorgänge entgegen die Schwierigkeit, elegante, durchsichtige und physikalisch plausible Erklärungen der durch die Kurvendeformation verursachten Phänomene zu geben. Wir müssen uns bequemen, einen einzigen Vorgang mittels der Fourierschen Reihen in eine grosse Zahl für sich bestehender Vorgänge zu zerlegen und dann zu kombinieren, wenn die Lösung der Aufgabe es erfordert. Das ist graphisch nicht mehr angängig. Wir müssen zur reinen Mathematik greifen und mancher wird durch den Anblick spaltenlanger analytischer Entwickelungen von einem Eindringen in diese interessanten Vorgänge abgehalten. Trotz dieser Hindernisse hat die Anwendung der Fourierschen Reihe schon die theoretische Erklärung einer ganzen Reihe von zum Teil recht wichtigen Erscheinungen der Wechselstromtechnik gebracht, für welche bis dahin eine Erklärung fehlte.

An erster Stelle sind hier gerade in jetziger Zeit die sogenannten Resonanzerscheinungen in Hochspannungskabeln zu erwähnen, die mit dem Vordringen der besonders in Amerika häufig verwendeten Kraftübertragung auf weite Entfernungen — meistens auf Grund der Ausnutzung von Wasserkräften — eine grosse praktische Bedeutung

gewinnen. Gerade dabei ist der Einfluss der Kurvendeformation unverkennbar und von grosser Tragweite. Wie mir von einer grossen deutschen Kabelfabrik mitgeteilt wurde, beschäftigt man sich dort zur Zeit eingehend mit dem praktischen Studium dieser Einflüsse. Von Theoretikern haben sich besonders englische (Russel u. a.) und französische (Leblanc u. a.) Autoren hierum verdient gemacht. Benischke, Goldschmidt, Rosenberg u. a. haben eine Reihe anderer Erscheinungen an Hand der Kurvendeformation erklärt und greife ich hier zur Illustration einige heraus:

Benischke[1]): Abhängigkeit der Eisenverluste von der Kurvenform u. a. m.

Goldschmidt[2]): Ueber Kurzschluss und Anlauf von Drehstrommotoren u. a. m.

Rosenberg[3]): Ein Phänomen beim Kurzschluss von Drehstrommaschinen u. a. m.

Das Streben nach Vertiefung unseres elektrotechnischen Wissens durch Eindringen in das Wesen der deformierten Kurven lässt sich auch gut veranschaulichen durch die grosse Zahl der Verfahren, die in den letzten Jahren erdacht worden sind zur Aufnahme von Kurven an der fertigen Maschine und zur Zerlegung derselben in ihre harmonischen Glieder. Die Zahl dieser Verfahren geht an die 100 und es mag die Zeit nicht mehr ferne sein, in der wir wie der Maschinenbauer mit dem Indikator seine Dampfdiagramme auf schnelle und sichere Weise unsere Strom- und Spannungskurven an der fertigen Maschine abnehmen und in ihre harmonischen Glieder zerlegen. Damit wäre ein grosses Hindernis gegen das Eindringen in minutiöse Vorgänge der Wechselstromtechnik aus dem Wege geräumt.

I. Teil.

Ueber Vektordiagramme.

Es ist klar, dass die unter Annahme reiner Sinusform entstandenen und allgemein gebräuchlichen Vektordiagramme nicht ohne weiteres auch für deformierte Kurven gelten können und so haben denn auch mehrere Autoren (Roessler[4]) 1895, 1898, Teichmüller 1902 u. a. m.)

---

1) E.T.Z. 1901, 53.
2) E.T.Z. 1901, 335.
3) E.T.Z. 1901, 357.
4) E.T.Z. u. Phys. Zeitschr.

Untersuchungen darüber angestellt, wie gross die bei Gebrauch der Vektordiagramme entstehenden Fehler werden können. Da es ausgeschlossen erscheint, dass die eingehende Behandlung deformierter Wellen Allgemeingut des Praktikers werden wird, so dürfte diesen Untersuchungen neben ihrem theoretischen Interesse auch praktische Bedeutung zukommen. Hierbei ist es gleichgültig, wie das Resultat ausfällt, denn für den Praktiker ist nur wichtig, im gegebenen Falle abschätzen zu können, ob ein Fehler auftritt und welche Grösse er annähernd annehmen kann.

Bemerkung: Im folgenden werden der Kürze halber alle sinusförmigen Kurven als „Wellen", die übrigen als „Kurven" bezeichnet. Die Theorie und die Bedeutung der Wellendeformation für die Berechnung von Wechselstromproblemen sind von Herrn Geheimerat Professor Dr. Kittler in seinen Vorlesungen an der grossherzoglichen technischen Hochschule zu Darmstadt schon seit Jahren in eleganter und leicht verständlicher Weise behandelt worden und zum grössten Teil, wenn auch in weniger anschaulicher Form, in dem neuen Werke „Die Wechselstromtechnik" von Arnold und la Cour enthalten.

Ich beschränke mich daher nach dieser Richtung auf das Notwendigste zum Verständnis des folgenden.

Hauptsächlich in Betracht kommen für die Wechselstromtechnik Kurven, bei denen:

a) der positive Teil die genaue Wiederholung des negativen ist (Symmetrie zur Abszissenachse); hierhin gehören alle folgenden Kurven (Fig. 1);

b) jeder Teil für sich zur mittleren Ordinate symmetrisch ist; hierhin gehören im allgemeinen alle E.M.K.-Kurven. In der Fig. 1 zeigt sich dies dadurch, dass die Winkel $\alpha_n = 0$ werden bezw. dass die Nullpunkte sämtlicher Wellen mit dem Nullpunkte der Kurve zusammenfallen. Wir zählen im folgenden die Zeit immer vom Nullpunkt der Spannungskurve ab; dann können wir zwei Grundgleichungen für deformierte Kurven aufstellen:

$$1)\quad e_t = \Sigma\, \overline{e}_n \sin n\,.\,mt\,.\ \text{Spannung,}$$

$$2)\quad i_t = \Sigma\, \overline{i}_n \sin\left[n\,(mt - \varphi_0) - \alpha_n\right].\ \text{Strom.}$$

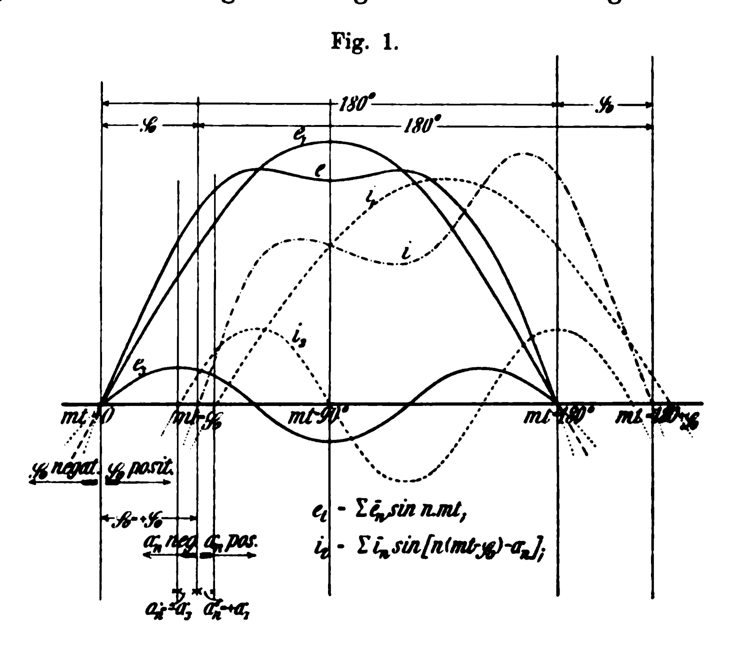
Die Summe denken wir uns stets über alle ungeraden Zahlen erstreckt.

Aus der Definition der Grössen φ_0 und α_n folgt, dass der Winkel $\varphi_n = n\,\varphi_0 + \alpha_n$ die Phasenverschiebung der n^{ten} Welle des Stromes

von der n^{ten} Welle der Spannung darstellt, und also $\cos \varphi_n = \cos (n \varphi_0 + \alpha_n)$ deren Leistungsfaktor ist.

Wir werden uns im folgenden nur mit Kurven beschäftigen, deren Gleichung wie oben ausgedrückt werden kann. Bemerkt sei jedoch, dass bei Belastung die Kurve der Klemmenspannung einer Wechselstrommaschine ihre Symmetrie zur mittleren Ordinate verliert, diese Abweichung aber abgesehen von einnutigen Maschinen

Fig. 1.



mit grosser Ankerrückwirkung durchweg so gering ist, dass sie für technische Rechnungen im Interesse der Einfachheit vernachlässigt werden kann.

Als Grundgesetz für die Behandlung von Wechselstromproblemen mittels Fourierscher Reihen ist zu beachten, dass wir uns bei der Betrachtung der Vorgänge für irgend eine der Oberwellen alle Wellen von anderer Periodenzahl hinwegdenken können. Diese Thatsache ergibt sich aus der rein mathematischen Behandlung der Fourierschen Reihen und lässt sich physikalisch wohl kaum plausibel machen. Die Ableitung der hierzu nötigen Beziehungen ist nicht schwer, aber umständlich und verweise ich daher auf die einschlägige Litteratur.

Ist z. B. der Widerstand eines Stromkreises r und der Selbstinduktionskoeffizient L, so ist für die Grundwelle der Fourierschen

Reihe ($n = 1$), welche die Periodenzahl der Kurve besitzt, die Induktanz

$$x = m\,L$$

und die Impedanz

$$z = \sqrt{r^2 + m^2 L^2}$$

und die Phasenverschiebung bestimmt sich aus

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{m\,L}{r},$$

hierbei ist $m = 2\pi v$, und $v =$ Periodenzahl. Da nun für die n^{te} Welle die Periodenzahl $= n \,.\, v$ ist, so gilt für dieselbe allgemein:

$$\begin{aligned} e_n &= i_n\, z_n, \\ &= i_n \sqrt{r^2 + x_n{}^2}, \\ &= i_n \sqrt{r^2 + (n \,.\, m\,L)^2}. \end{aligned}$$

Jede Oberwelle der Spannung erzeugt mit der entsprechenden Welle des Stromes einen Effekt:

$$\begin{aligned} p_n &= \hat{e}_n\, \hat{i}_n \cos \varphi_n, \\ &= \hat{e}_n\, \hat{i}_n \cos (n\, \varphi_0 + \alpha_n), \\ \operatorname{tg} \varphi_n &= \frac{n \,.\, m\,L}{r} = \operatorname{tg} (n\, \varphi_0 + \alpha_n). \end{aligned}$$

Nach dem Gesetz von der Erhaltung der Energie muss unter obigen Voraussetzungen die Summe der n Effekte gleich dem Effekte der Kurven sein:

$$P = \Sigma\, p_n = \Sigma\, \hat{e}_n\, \hat{i}_n \cos \varphi_n = \hat{E} \,.\, \hat{J} \cos \varphi.$$

Das Zeichen „^“ bedeutet Effektivwert (den Vorträgen von Herrn Geheimerat Kittler, Darmstadt, entnommen). $\hat{E}$ und $\hat{J}$ sind also die mit dem Messinstrument erhaltenen Werte der Spannung und des Stromes und P der durch das Wattmeter gegebene Effekt. Hierbei hat „$\cos \varphi$“ nicht mehr die Bedeutung einer Winkelfunktion, sondern diejenige eines Faktors, der zwischen 0 und 1 nach einem unbekannten und im einzelnen Falle verschiedenen Gesetze variieren kann. Wir werden späterhin einige bemerkenswerte Eigenschaften desselben kennen lernen. $\hat{E}$ und $\hat{J}$ lassen sich in Werten der Harmonischen einfach ausdrücken. Es ist bekanntlich:

$$\hat{E} = \sqrt{\frac{1}{T}\int_0^T e_t{}^2\, dt},$$

$$e_t = \Sigma\, \overline{e}_n \sin n \,.\, mt.$$

Daraus durch Einsetzen von e_t und Integration:

$$\hat{E} = \sqrt{\frac{\Sigma e_n^2}{2}} = \sqrt{\Sigma \hat{e}_n^2},$$

entsprechend:

$$\hat{J} = \sqrt{\Sigma i_n^2}.$$

Auf Grund dieser allgemeinen Beziehungen haben wir zunächst folgende für die Praxis wichtige Thatsache zu verzeichnen:

Cos φ immer < 1, wenn L und C vorhanden.

In einem von einer deformierten Spannungskurve abhängigen Stromkreise, der neben Widerstand Selbstinduktion oder Kapazität oder beides enthält, kann durch Synchronmotoren der Leistungsfaktor cos φ niemals auf den Wert 1 gebracht werden. Diese Thatsache ist in der Litteratur nicht klar ausgesprochen und tritt sehr häufig in die Erscheinung. Das Maximum des cos φ bewegt sich nach Feldmann (Vortrag über „Wattlose Ströme") in der Höhe von 0,98. Der Beweis ist einfach, obschon ich ihn zur Zeit in der Litteratur nicht habe finden können. Es ist:

$$P = \Sigma \hat{e}_n \, i_n \cos \varphi_n = \hat{E} \, . \, \hat{J} \cos \varphi.$$

Das Maximum des Effektes ist vorhanden, wenn cos $\varphi = 1$, oder was hier dasselbe ist, wenn jeder cos φ_n für sich $= 1$ wird. Dann müsste also:

$$\cos \varphi_n = \frac{r}{\sqrt{r^2 + \left(n \, . \, mL - \frac{1}{n \, . \, mC}\right)^2}} = 1.$$

„C" ist die wahre oder scheinbare (bei Synchronmotoren) Kapazität, welche den cos φ_n auf 1 bringen soll. Die Gleichung ist nur möglich, wenn:

$$n \, . \, mL = \frac{1}{n \, . \, mC}$$

für alle n gleichzeitig zutrifft. Dass dies nicht sein kann, sieht man sofort. Man findet, dass die Gleichung nur erfüllt ist für

$$n = \frac{1}{m \sqrt{L \, . \, C}}.$$

Diese Thatsache ist später wichtig für die Beurteilung von Resonanzerscheinungen.

Ein neuer graphischer Beweis lässt sich folgendermassen führen. Wir haben eine Spannungskurve mit $\hat{e}_1$ und $\hat{e}_3$. Der Stromkreis habe die Konstanten r und L, dementsprechend wird:

$$\hat{\imath}_1 = \frac{\hat{e}_1}{\sqrt{r^2 + m^2 L^2}},$$

$$\hat{\imath}_3 = \frac{\hat{e}_3}{\sqrt{r^2 + (3 m L)^2}},$$

$$\operatorname{tg} \varphi_1 = \frac{m L}{r}; \quad \operatorname{tg} \varphi_3 = \frac{3 m L}{r}.$$

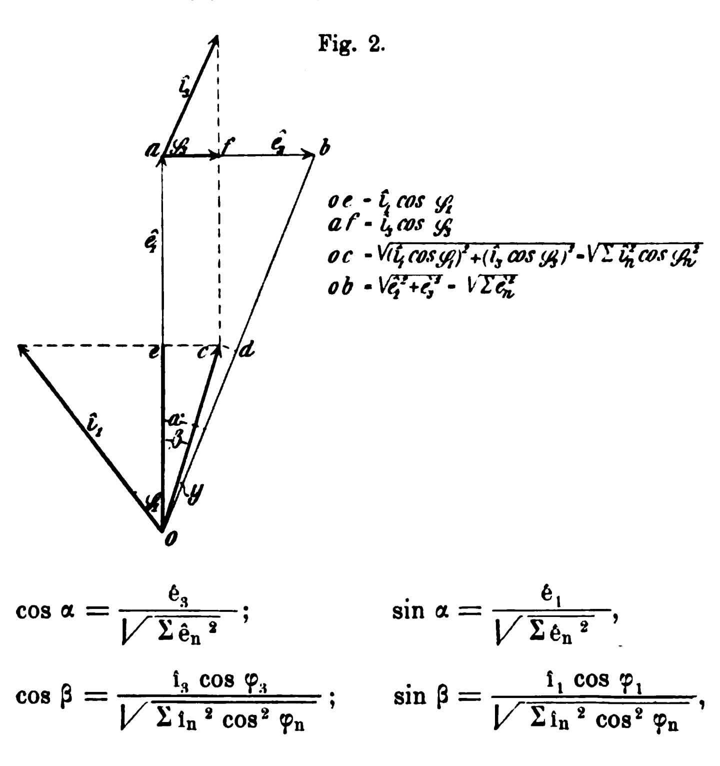
Daraus finden wir φ_1 und φ_3 und konstruieren Fig. 2:

$$\hat{E} = \sqrt{\hat{e}_1{}^2 + \hat{e}_3{}^2} = \sqrt{\Sigma \hat{e}_n{}^2}.$$

Ausserdem stellen wir uns dar:

$$\sqrt{\hat{\imath}_1{}^2 \cos^2 \varphi_1 + \hat{\imath}_3{}^2 \cos^2 \varphi_3} = \sqrt{\Sigma \hat{\imath}_n{}^2 \cos^2 \varphi_n} = o c.$$

Die Projektion von $\sqrt{\Sigma \hat{\imath}_n{}^2 \cos^2 \varphi_n}$ auf $\sqrt{\Sigma \hat{e}_n{}^2}$ ergibt für diesen Fall eine sehr interessante Grösse. Es ist untenstehend:



$$\cos \alpha = \frac{\hat{e}_3}{\sqrt{\Sigma \hat{e}_n{}^2}}; \qquad \sin \alpha = \frac{\hat{e}_1}{\sqrt{\Sigma \hat{e}_n{}^2}},$$

$$\cos \beta = \frac{\hat{\imath}_3 \cos \varphi_3}{\sqrt{\Sigma \hat{\imath}_n{}^2 \cos^2 \varphi_n}}; \qquad \sin \beta = \frac{\hat{\imath}_1 \cos \varphi_1}{\sqrt{\Sigma \hat{\imath}_n{}^2 \cos^2 \varphi_n}},$$

$$\cos y = \cos(\alpha - \beta) = \frac{\hat{e}_1\, \hat{\imath}_1 \cos\varphi_1 + \hat{e}_3\, \hat{\imath}_3 \cos\varphi_3}{\sqrt{\Sigma \hat{e}_n^{\,2}}\,.\,\sqrt{\Sigma \hat{\imath}_n^{\,2}\cos^2\varphi_n}}$$

$$= \frac{\Sigma \hat{e}_n\, \hat{\imath}_n \cos\varphi_n}{\sqrt{\Sigma \hat{e}_n^{\,2}}\,.\,\sqrt{\Sigma \hat{\imath}_n^{\,2}\cos^2\varphi_n}} = \frac{P}{\hat{E}}\,.\,\frac{1}{\sqrt{\Sigma \hat{\imath}_n^{\,2}\cos^2\varphi_n}}.$$

Also wird:

$$\sqrt{\Sigma \hat{\imath}_n^{\,2}\cos^2\varphi_n}\,.\cos y = \frac{P}{\hat{E}} = \hat{J}\cos\varphi = od.$$

Die Wattkomponente $\hat{J}\cos\varphi$ erreicht nun ein Maximum, wenn der Winkel $y = 0$ wird, d. h. wenn sich verhält:

$$\hat{e}_3 : \hat{\imath}_3 \cos\varphi_3 = \hat{e}_1 : \hat{\imath}_1 \cos\varphi_1$$

oder:

$$z_3 : \frac{r}{z_3} = z_1 : \frac{r}{z_1},$$

$$z_3 = z_1.$$

Dies kann aber für deformierte Kurven nur dann der Fall sein, wenn $z_3 = z_1 = r$ wird, d. h. nur bei induktionsfreier Belastung. Für nicht induktionsfreie Belastung und deformierte Kurven kann also der Leistungsfaktor niemals auf 1 gebracht werden.

Fig. 3.

Haben wir aber den Fall der Prüfung von Leistungsmessern mit Strom und Spannung aus verschiedenen Quellen[1] [2]), deren E.M.K.-Kurven verschiedene Form haben, so hat die Stromkurve bei vollständiger Induktionsfreiheit doch eine andere Form, als die Spannungskurve, und es kann dann nicht mehr

$$\frac{e_n}{i_n} = r = \text{konst.}$$

zutreffen. Auch in diesem Fall werden wir den Leistungsfaktor nicht auf 1 bringen können. Das neue Diagramm für diesen Fall zeigt obenstehende Fig. 3. Man sieht sofort, dass die Leistung, ausgedrückt durch $od\,.\sqrt{\Sigma \hat{e}_n^{\,2}}$ nur dann $= \hat{J}\,.\,\hat{E}$ oder $\sqrt{\Sigma \hat{\imath}_n^{\,2}}\,.\sqrt{\Sigma \hat{e}_n^{\,2}}$ werden kann, wenn $\frac{\hat{e}_n}{\hat{\imath}_n} =$ konst. wird, d. h. die Strom- und Spannungskurve

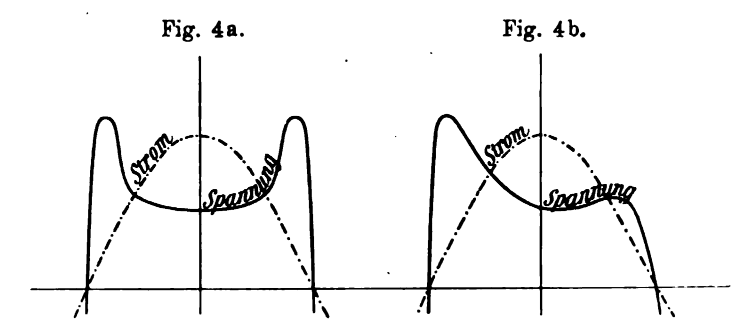
[1]) Dr. Orlich, E.T.Z. 1902, 543.
[2]) Rosenberg, E.T.Z. 1903, 111.

gleiche Form haben. Der Unterschied im anderen Falle kann ziemlich gross werden. Nehmen wir z. B. die Spannung sinusförmig an, also $\grave{E} = \hat{e}_1$ und $e_3 = e_5 = e_7 = \ldots = 0$, den Strom aber entsprechend der Spannung der anderen Quelle flach z. B. mit $i_1 = 100$, $i_3 = 30$, $i_5 = 10$, so haben wir:

$$P = \Sigma p_n = \Sigma \hat{e}_n \hat{i}_n = \hat{e}_1 . \hat{i}_1,$$

$$\cos\varphi = \frac{P}{\hat{E} . \hat{J}} = \frac{\hat{e}_1 \hat{i}_1}{\hat{E} . \hat{J}} = \frac{\hat{e}_1 . \hat{i}_1}{\hat{e}_1 \sqrt{\Sigma \hat{i}_n^2}} = \frac{\hat{i}_1}{\sqrt{\Sigma \hat{i}_n^2}} = \frac{100}{104,9} = 0,95.$$

Ein anderes interessantes Beispiel für obige Darlegung bietet der elektrische Lichtbogen, der infolge der Aenderung seines Widerstandes während einer Periode die Spannungskurve verzerrt, die Stromkurve aber nicht. Die Verzerrung kann unter Umständen ausfallen wie nebenstehend Fig. 4a und 4b. Wir sehen, dass keine Phasenverschiebung vorhanden ist und trotzdem wird der Leistungs-



faktor nicht = 1. Dies ist bekannt, aber der wissenschaftliche Beweis der Erscheinung wurde bisher nicht erbracht. Experimentell zu untersuchen, wie dies oft geschehen, ob der Lichtbogen wie eine Kapazität oder wie eine Selbstinduktion wirkt, hat im Falle 1 keinen Zweck; denn man sieht sofort, dass er wie keine von beiden wirkt, trotzdem $\cos\varphi < 1$. Nur wenn die Spannung gegenüber der mittleren Ordinate unsymmetrisch ist, können wir von einer derartigen Wirkung reden. So wird in Fig. 2 der Lichtbogen wie eine Selbstinduktion wirken, da die — hauptsächlich in Betracht kommende — erste Harmonische der Spannung den Winkel α_1 (S. 416) im Sinne der Voreilung ausbildet.

Fehler bei Anwendung äquivalenter Sinuslinien.

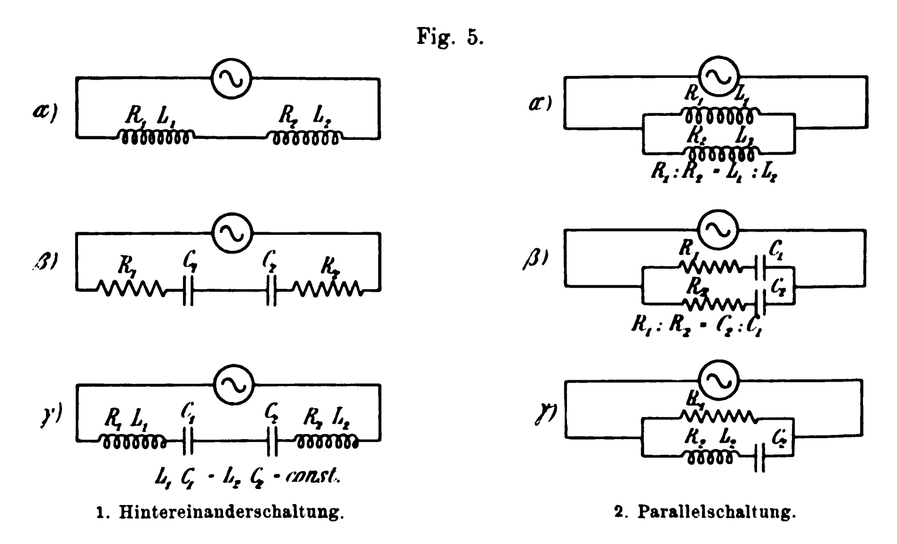
Aus dem Bisherigen sehen wir schon, dass die Behandlung deformierter Kurven als äquivalente Sinuslinien im allgemeinen zu Fehlern

Veranlassung geben wird. Jedoch gibt es Bedingungen, unter welchen die graphische Behandlung deformierter Kurven vollständig korrekt ist. In der physikalischen Zeitschrift[1]) leitet Teichmüller diese Bedingungen ab. Als sehr wichtig ist zu bemerken, dass er, wie ich auch in meinen bisherigen Ableitungen, r und L als konstant für alle Harmonischen voraussetzt. Dadurch sind alle eisenenthaltenden Stromkreise, die in der Starkstromtechnik eine grosse Rolle spielen, streng genommen ausgeschlossen. Jedoch kann im allgemeinen bei nicht gerade eisengeschlossenen Apparaten r und L praktisch als konstant angenommen werden. Des Zusammenhanges wegen seien Teichmüllers Resultate hier im Anschluss an nachstehende Fig. 5 wiederholt:

Fälle, in welchen die graphische Behandlung der Wechselstromprobleme auch bei deformierten Kurven streng richtig ist.

Voraussetzung: C, R und L sind konstant, also kein Eisen im Stromkreis.

Fig. 5.



1. Hintereinanderschaltung. 2. Parallelschaltung.

Wann sind äquivalente Sinuslinien zulässig?

1. Bei Hintereinanderschaltung von Impedanzen gilt die Vektoraddition dann, wenn:

α) ausser Widerstand nur Selbstinduktion vorhanden ist,

β) ausser Widerstand nur Kapazität vorhanden ist,

---

[1]) Phys. Zeitschr. 1902, 442.

γ) ausser Widerstand sowohl Selbstinduktion als auch Kapazität vorhanden ist und zugleich das Produkt L . C für alle Impedanzen gleich ist.

2. Bei Parallelschaltung von Impedanzen gilt die graphische Behandlung dann, wenn

α) ausser Widerstand nur Selbstinduktion vorhanden ist und zugleich die „L" sich verhalten wie die „r",

β) ausser Widerstand nur Kapazität vorhanden ist und zugleich die „C" sich umgekehrt verhalten wie die „r",

γ) nur eine einzige Impedanz vorhanden ist, sämtliche anderen Stromkreise aber nur Widerstand enthalten.

Bei der Anwendung von Messmethoden wird die Lösung der Frage, ob dieselbe für beliebige Kurvenformen gilt, durch die Untersuchungen Teichmüllers wesentlich erleichtert.

Dasselbe für Eisen enthaltende Stromkreise.

Auch für eisenenthaltende Stromkreise lassen sich einige derartige Regeln aufstellen. Zunächst ist ersichtlich, dass wir hierbei berechtigt sind, Ströme und Spannungen eines einzigen Stromkreises im Dreieck zusammenzusetzen. Da wir in einem Wechselstromkreise Spannung, Strom und Leistung messen, so bestimmen wir damit sämtliche Grössen des Dreiecks mit der wattlosen Komponente. Ob letztere hierbei gross oder klein ausfällt, kann uns an sich gleichgültig sein, wenn sie nur mit der Wattkomponente im rechtwinkeligen Dreieck zusammengesetzt den Gesamtstrom ergibt. Und das thut sie, weil wir sie von vornherein so und nicht anders bestimmt haben.

Daraus ergibt sich, dass wir auch bei eisengeschlossenen Apparaten die Grössen eines einzigen Stromkreises durch ein Dreieck darstellen können.

Dies wird aber sofort anders, wenn wir zwei Stromkreise, bei denen die wattlosen Komponenten wie oben bestimmt sind, kombinieren und z. B. bei Parallelschaltung den resultierenden Strom durch Addition der Watt- und wattlosen Komponenten auf bekannte Weise bestimmen wollen (s. Fig. 6 und 7). Es ergibt sich dann zunächst die Frage: „Ist die algebraische Summe der Wattkomponenten die wirkliche Wattkomponente des resultierenden Stromes?" Im obigen Falle haben wir für beide Stromkreise die gleiche Spannung und die Leistung eines jeden ist definiert durch die Wattkomponenten. Die Leistung des resultierenden Stromes ist gleich der algebraischen Summe

der Einzelleistungen nach dem Gesetz von der Erhaltung der Energie; dasselbe muss also für die Wattkomponenten der Fall sein. Dagegen muss dies nicht sein für die wattlosen Komponenten und ist es auch nicht.

Wir können aber gleich hinzufügen, dass, wenn nur eine einzige wattlose Komponente vorhanden ist, d. h. wenn alle übrigen Stromkreise nur Widerstand enthalten, die Vektoraddition stets zu-

Fig. 6.

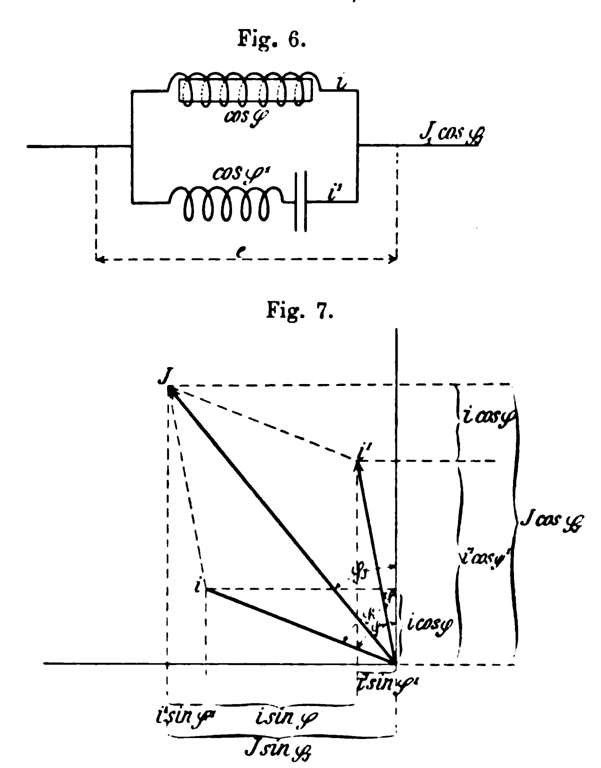


Fig. 7.

lässig ist; denn wir addieren dann nur Wattkomponenten, deren Addition immer richtig ist.

Dies Resultat ist z. B. wichtig bei der Beurteilung der 3-Ampère- bezw. der 3-Voltmetermethode. Danach geben dieselben bei allen Kurvenformen theoretisch die Leistung genau an, da ihre Stromkreise dieser Bedingung genügen. Diese Thatsache ist bekannt und lässt sich ziemlich einfach aus der Differentialgleichung der E.M.K. ableiten. Jedoch möchte ich im folgenden, dem Grundzug der Arbeit entsprechend, einen neuen einfachen Beweis unter Einführung der Kurvendeformation erbringen.

Betrachten wir jetzt — als typisch für die Beurteilung der Zulässigkeit der Vektoraddition — die Verhältnisse zweier parallelgeschalteter eisenenthaltender Impedanzen. Von vornherein sei bemerkt, dass die hieraus abgeleiteten Resultate sinngemäss auch bei Hintereinanderschaltung gelten, da die Ableitungen ganz allgemein gehalten sind und keine Grössen „r" und „L" eingeführt werden.

Nach dem Diagramm (s. Fig. 7) erhalten wir:

$$J^2 = i^2 + i'^2 + 2\,i\,i' \cos\varphi_i$$

unter Annahme von Sinuswellen. Diese Annahme ist falsch. Wir denken uns daher die Stromkurven in ihre einzelnen Oberwellen zerlegt und können dann nach den früheren Darlegungen auf jede derselben obige Gleichung anwenden. Für die n^{te} Harmonische erhalten wir dann:

$$J_n^{\,2} = i_n^{\,2} + i_n'^2 + 2\,i_n\,i_n' \cos\varphi_{ni}.$$

Hierbei ist J_n die n^{te} Oberwelle des resultierenden Stromes. Wir wissen, dass:

$$J^2 = \Sigma J_n^{\,2};\quad i^2 = \Sigma i_n^{\,2};\quad i'^2 = \Sigma i_n'^2.$$

Wir haben also:

$$\begin{aligned} J^2 = \Sigma J_n^{\,2} &= \Sigma\,(i_n^{\,2} + i_n'^2 + 2\,i_n\,i_n' \cos\varphi_{ni}),\\ &= \Sigma i_n^{\,2} + \Sigma i_n'^2 + 2\,\Sigma i_n\,i_n' \cos\varphi_{ni},\\ J^2 &= i^2 + i'^2 + 2\,\Sigma i_n\,i_n' \cos\varphi_{ni}. \end{aligned}$$

Wäre die Annahme der Sinusform zulässig in diesem Falle, so müsste, wie wir sehen:

$$\Sigma i_n\,i_n' \cos\varphi_{ni} = i\,i' \cos\varphi_i.$$

Wir wollen nun gleich unsere vorherige Bemerkung beweisen, dass dies in dem Falle zutrifft, in welchem der eine Strom in Phase mit der Spannung liegt oder besser, nur induktionsfreien Widerstand enthält.

Dann kann ich den Gesamtstrom, sowie jede Oberwelle desselben für sich ersetzen durch:

$$i = \frac{e}{r},\qquad i_n = \frac{e_n}{r}.$$

Dies in die Bedingungsgleichung eingesetzt:

$$\frac{1}{r}\,\Sigma e_n\,i_n' \cos\varphi_n' = \frac{1}{r}\,.\,e\,.\,i' \cos\varphi'.$$

Da der eine Strom in Phase mit der Spannung, so wird $\sphericalangle\,\varphi_{ni} = \sphericalangle\,\varphi_n'$ und $\sphericalangle\,\varphi_i = \sphericalangle\,\varphi'$ (Fig 7). Die obige Gleichung ist identisch, wie

nach den früheren Darlegungen sofort ersichtlich ist. In allen anderen Fällen aber ist die Gleichung:

$$\Sigma i_n \, i_n' \cos \varphi_{ni} = i \, i' \cos \varphi_i$$

nicht erfüllt. Wir setzen nun:

$$\varphi_{ni} = \varphi_n' - \varphi_n, \qquad \varphi_i = \varphi' - \varphi,$$
$$\cos \varphi_i = \cos \varphi' \cos \varphi + \sin \varphi' \sin \varphi.$$

Dies ausgeführt und in die Bedingungsgleichung eingesetzt, reduziert dieselbe auf:

$$i \, i' \sin \varphi \sin \varphi' = \Sigma i_n \sin \varphi_n \, i_n' \sin \varphi_n'.$$

Eine etwaige Differenz der beiden Seiten, die wir mit „f" (Fehler) bezeichnen wollen, ist also nur auf die wattlosen Komponenten zurückzuführen.

Die Grösse:

$$f = i \, i' \sin \varphi \sin \varphi' - \Sigma i_n \sin \varphi_n \, i_n' \sin \varphi_n'$$

gibt uns ein Mass für die Grösse des Fehlers, den wir begehen bei Annahme äquivalenter Sinuslinien. Eine einfache Rechnung ergibt, dass, wenn „J" die berechnete Stromstärke bedeutet, dieselbe um

$$F = \left(1 - \sqrt{1 - \frac{2f}{J^2}}\right) 100\,\%$$

von der thatsächlichen abweicht. Es handelt sich also um die Bestimmung der Grösse:

$$\frac{2f}{J^2}.$$

Soweit F den Wert 20 % nicht überschreitet, lässt sich mit genügender Genauigkeit:

$$F = \frac{f}{J^2} \,.\, 100\,\%$$

setzen. Um nun ein Urteil über die Grösse des bei eisenenthaltenden Impedanzen in Parallelschaltung auftretenden Fehlers zu haben, stellen wir für verschiedene extreme Fälle die Grösse von „F" auf. Zu diesem Zwecke dient uns Tafel I, die wir nachher einer näheren Betrachtung unterziehen wollen. Hier möchte ich kurz einschalten, dass Untersuchungen über diesen für die Praxis äusserst wichtigen Fall bisher nicht vorliegen, da, wie auch Teichmüller in seiner Abhandlung bemerkt, die allgemeine Lösung des Problems grosse Schwierigkeiten bietet. Es lässt sich einsehen, dass F_{max} auftreten wird, wenn die

beiden parallelzuschaltenden Ströme bei möglichst verschiedener Kurvenform gleiche Grösse haben. Die Abhängigkeit des Fehlers von den Phasenwinkeln ist nicht so einfach zu ersehen, doch sei von vornherein bemerkt, dass „φ“ des Transformators, den wir im folgenden einführen, durch die Form der Spannung und der Hysteresisschleife im Leerlauf bestimmt ist.

Wir denken uns folgenden Fall: Ein Stromkreis enthalte in Parallelschaltung einen oder auch mehrere leerlaufende Transformatoren und einen Synchronmotor. Der den Synchronmotor versorgende Strom sei der Einfachheit halber durch die Kurve der aufgedrückten Spannung mit genügender Genauigkeit dargestellt. Da die Phasenverschiebung φ des leerlaufenden Transformators durch die Form der aufgedrückten Spannung und der Hysteresisschleife bestimmt ist, so bleibt sie konstant. Dagegen sind wir in der Lage, den Winkel φ' durch den Synchronmotor in weiten Grenzen zu ändern. Für jeden Wert des φ' berechnen wir nun unter Annahme einer sinusförmigen, einer stumpfen und einer flachen Spannungskurve das F und zeichnen die Kurven $F = f(\varphi')$ auf.

Betrachtung von Tafel I.

Ehe wir weiter gehen, möge die Tafel I einer näheren Betrachtung unterzogen werden.

Um möglichst allgemein anwendbare Resultate zu erhalten, wurde für drei verschiedene Spannungskurven, die, wie ersichtlich, wohl praktische Grenzfälle darstellen, und drei verschiedene Induktionen, $B = 5000$, $B = 1000$ und $B = 13000$, aus der entsprechenden Hysteresisschleife auf bekannte Weise die Stromkurve abgeleitet. Zu diesem Zwecke musste vorher die der Spannungskurve entsprechende Feldkurve abgeleitet werden [1]). Um die erhaltenen Stromkurven auch richtig vergleichen zu können, wurde in je drei entsprechenden Fällen dieselbe Hysteresisschleife verwendet. Da in allen drei Fällen der Maximalwert der Spannung konstant angenommen wurde, so bieten die Effektivwerte einen instruktiven Vergleich. Die Grösse des Gesamtstromes $\hat{\imath}$ entspricht etwa dem Leerlaufstrome eines 50 Amp.-Transformators bei der angegebenen effektiven Spannung.

Wichtig für den Wert der Tabelle ist, dass sämtliche angegebenen Grössen durch Multiplikation mit einer Konstanten für einen Trans-

[1]) Auf diesen Weg der Untersuchung wurde ich durch eine Bemerkung von Herrn Geheimerat Prof. Dr. Kittler seiner Zeit hingewiesen.



Tafel I

Stromkurven eisengeschlossener Apparate (leerlaufender Transformator) unter Annahme verschiedener Spannungskurven und Inductionen. e_{eff} constant = 140 Volt.

Es bedeutet:

i_n = Effectivwert der n-ten Stromharmonischen
$\frac{i_n}{i}100$ = " der Stromharm. in % des Gesamtstromes
α_n = Phasenverschiebung der n-ten Stromharm. gegen den O-Punkt der Stromkurve
$\cos\varphi_n$ = cos der Phasenversch. der n-ten Stromharm. gegen die n-te Spannungsharm.
p_n = Effect dieser Harmonischen
n = Ordnungszahl der Harmonischen
r_{eff} = effectiver Widerstand derselben
mL_n = " Inductanz "
φ = O-Punktverschiebung der Strom- u. Spgskurve
$\cos\varphi$ = Leistungsfactor m. d. Wattmeter gemessen
p = Effect desgl.
d = Deformationsfactor $\frac{\Sigma i_n}{i_1}$
r u. mL = Sch. Widerst. u. Inductanz d. Kurven
f = Formfactor der Spannung

Reihe 1

B = 5000

i_n	$\frac{i_n}{i}100$	α_n	$\cos\varphi_n$	p_n	r_{eff}	mL_n	n
1.53	96.1	+7°5'	0.73	111	47.1	44	1
0.38	24.3	+1°57'					3
0.10	6.38	-28°10'					5
0.05	3.17	-66°20'					7
0.03	1.83	-83°35'					9
0.02	1.53	-90°					11

i = 1.59 φ = 30° cos φ = 0.71
p = 111 d = 1.39 r = 44 mL = 62.3

B = 10000

i_n	$\frac{i_n}{i}100$	α_n	$\cos\varphi_n$	p_n	r_{eff}	mL_n	n
2.22	92.3	-19°55'	0.64	143	57.0	55.5	1
0.87	35.4	-11°40'					3
0.37	15.2	-34°2'					5
0.17	7.1	-59°0'					7
0.11	4.3	-75°30'					9
0.07	2.8	-87°40'					11

i = 2.40 φ = 30° cos φ = 0.59
p = 143 d = 1.08 r = [illegible] mL = 37.7

B = 13000

i_n	$\frac{i_n}{i}100$	α_n	$\cos\varphi_n$	p_n	r_{eff}	mL_n	n
3.17	[illegible]	+34°35'	0.44	107	[illegible]	[illegible]	1
1.07	45.0	-19°5'					3
0.69	18.8	-88°25'					5
0.25	6.8	-36°5'					7
0.10	2.8	+30°5'					9
0.04	1.1	-48°35'					11

i = 3.66 φ = 33° cos φ = 0.40
p = 1.07 d = 1.87 r = 12.4 mL = [illegible]

$\bar{e}_n$	e_n	$\frac{e_n}{e}100$
140	99	[illegible]

ē = 99 e = 140
d = 1 f = 1.11

Reihe 2

B = 5000

i_n	$\frac{i_n}{i}100$	α_n	$\cos\varphi_n$	p_n	r_{eff}	mL_n	n
1.48	96.7	+0°45'	+0.80	+140	63.4	47.8	1
0.36	23.7	+5°15'	+0.07	+0.6	4.1	61.7	3
0.15	9.6	-33°5'	+0.21	+0.0	-4.3	[illegible]	5
0.07	4.9	-75°50'	-0.15	-0.1	-16.1	31.3	7
0.03	1.9	-81°55'	-0.95	-0.1	-100	34.8	9
0.02	1.6	-61°30'	-0.66	-0.0	-91.4	-103	11

i = 1.53 φ = 37° cos φ = 0.77
p = 141 d = 1.43 r = 60 mL = 90.8

B = 10000

i_n	$\frac{i_n}{i}100$	α_n	$\cos\varphi_n$	p_n	r_{eff}	mL_n	n
1.98	89.0	-17°30'	+0.78	+178	42.4	38.8	1
0.84	39.0	+2°55'	-0.49	-9.3	13.1	83.3	3
0.40	18.0	-40°35'	-0.43	+0.6	3.3	0.8	5
0.20	9.3	-73°10'	+0.80	-0.8	3.8	15.7	7
0.13	6.0	-70°	-0.48	-0.8	-11.8	81.8	9
0.06	2.8	-48°40'	-0.99	-0.1	-32.8	-4.7	11

i = 2.18 φ = 21° cos φ = 0.78
p = 188 d = 1.83 r = 40.8 mL = 38.7

B = 13000

i_n	$\frac{i_n}{i}100$	α_n	$\cos\varphi_n$	p_n	r_{eff}	mL_n	n
2.08	88.8	-25°30'	-0.85	+201	88.0	33.8	1
1.49	46.0	-0°30'	-0.32	-107	48	14.3	3
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	+0.7	[illegible]	[illegible]	5
0.43	13.0	-18°25'	-0.18	-0.8	1.09	6.0	7
0.20	6.3	-47°30'	-0.90	-0.8	[illegible]	[illegible]	9
0.11	3.09	-1°	-0.18	-0.0	-3.4	[illegible]	11

i = 3.18 φ = 24° cos φ = 0.85
p = 213 d = 2.10 r = 20.8 mL = [illegible]

$\bar{e}_n$	e_n	$\frac{e_n}{e}100$
100.5	117.4	[illegible]
33.8	33.4	[illegible]
[illegible]	[illegible]	[illegible]
-13.8	8.7	[illegible]
[illegible]	3.1	[illegible]
3.6	2.1	[illegible]

ē = [illegible] e = [illegible]
d = 1.80 f = [illegible]

Reihe 3

B = 5000

i_n	$\frac{i_n}{i}100$	α_n	$\cos\varphi_n$	p_n	r_{eff}	mL_n	n
1.54	98.0	[illegible]	+0.57	+59	25.1	34.1	1
0.38	20.8	-16°20'	-0.79	-6.8	-181	176	3
0.03	1.82	-8°40'	-0.30	-0.1	-101.5	-314	5
0.016	1.03	+10°10'	+2.09	+0.1	+254	-311	7
0.01	0.53	-1°25'	0.67	0.0	101	110	9
0.00	0.33	-65°40'	-0.74	0.0	-144	188	11

i = 1.57 φ = 51° cos φ = 0.45
p = 63.2 d = 1.25 r = 20.2 mL = 38.8

B = 10000

i_n	$\frac{i_n}{i}100$	α_n	$\cos\varphi_n$	p_n	r_{eff}	mL_n	n
2.41	87.0	-11°30'	-0.51	88.8	+18.7	81.5	1
0.37	23.3	-55°55'	-0.03	-0.40	+1.41	42.1	3
0.10	3.00	-40°50'	-0.94	-0.94	-94.3	34.8	5
0.04	1.44	-6°10'	+0.16	+0.14	120	-47.8	7
0.01	0.34	-31°40'	0.16	0.0	113	96	9
0.00	0.04	+37°20'	-0.7	0.0	-71.8	-72.5	11

i = 2.07 φ = 48° cos φ = 0.35
p = 85.4 d = 1.28 r = 2.10 mL = 54.7

B = 13000

i_n	$\frac{i_n}{i}100$	α_n	$\cos\varphi_n$	p_n	r_{eff}	mL_n	n
4.81	84.8	-81°20'	-0.38	87.8	5.44	144	1
1.43	38.3	-57°35'	-0.06	-8.3	-4.04	98.7	3
0.22	2.0	-81°40'	-0.78	-1.8	-35.7	88.2	5
0.15	3.43	-65°55'	-0.01	-0.0	0.87	87.0	7
0.02	0.48	-12°25'	0.98	0.0	330	54.1	9
0.02	0.45	-85°45'	0.13	0.0	688	48.7	11

i = 4.5 φ = 48° cos φ = 0.311
p = 94 d = 1.45 r = 4.94 mL = 14.3

$\bar{e}_n$	e_n	$\frac{e_n}{e}100$
98.8	95.1	[illegible]
-34.3	24.3	24.3
14.4	16.8	14.4
-13.9	11.7	[illegible]
2.03	1.35	1.04
1.43	1.01	1.44

ē = 92.4 e = [illegible]
d = 1.03 f = 1.36

Stromkurven eisengeschlossener Apparate unter Annahme verschiedener Spannungskurven und Induktionen.

formator von beliebigen Verhältnissen des Stromes und der Spannung umgerechnet werden können.

In der ersten senkrechten Kolonne jedes Falles sind unter i_n die Effektivwerte der höheren Harmonischen bis zu $n = 11$ enthalten. Diese wurden sämtlich bis zu $n = 21$ bestimmt, es zeigte sich aber, dass bei allen Rechnungen die Einführung eines höheren Gliedes keine nennenswert grössere Genauigkeit mehr ergab. Die Berechnung der Harmonischen ist auf verschiedene Weise kontrolliert und zu 98 bis 100 % genau gefunden worden. Die in der Tafel eingetragenen höheren Glieder sind zum Teil stark abgerundet, um die Uebersicht zu erleichtern; doch sind sämtliche Rechnungen hier mit den nicht abgerundeten Werten durchgeführt. Wir sehen an den i_n für verschiedene B, wie die Deformation mit zunehmender Induktion wächst. Einfacher ist dies zu sehen aus dem Deformationsfaktor, den ich hier als eine anschauliche Grösse eingeführt habe. Derselbe gibt das Verhältnis der Summe sämtlicher Harmonischen zu der ersten wieder. Wir erhalten durch Vergleich hiermit einen Ueberblick über die Grösse der Deformation, aber natürlich keinen Einblick in die Form der Kurven. Nur wissen wir, dass für $d = 1$ die Kurve sinusförmig sein muss. Es ist: $d = \frac{\Sigma h_n}{h_1}$.

„d" ist in der Tafel I unter den einzelnen für sich abgeschlossenen Tabellen zu finden. Die Deformation der Stromkurve wird am grössten bei flacher, und am kleinsten bei spitzer Spannungskurve.

Die zweite Spalte $\frac{i_n}{i} \cdot 100\,\%$ gibt die einzelnen Harmonischen in Prozenten des Gesamtstromes wieder. Je grösser die Deformation, desto kleiner natürlich die Grösse des Grundgliedes $\frac{i_1}{i} \cdot 100\,\%$.

Die dritte Spalte stellt die nach dem Früheren bekannten Winkel α_n dar (für die Spannungskurve sind dieselben = 0) (Fig. 1), und zwar im Massstab der n^{ten} Harmonischen gemessen, d. h. eine Periode derselben = 360° gesetzt.

Die vierte Spalte enthält den $\cos \varphi_n$ der n^{ten} Harmonischen gegen die entsprechende Harmonische der Spannungskurve. Nach Früherem ist $\varphi_n = n\,\varphi_0 + \alpha_n$.

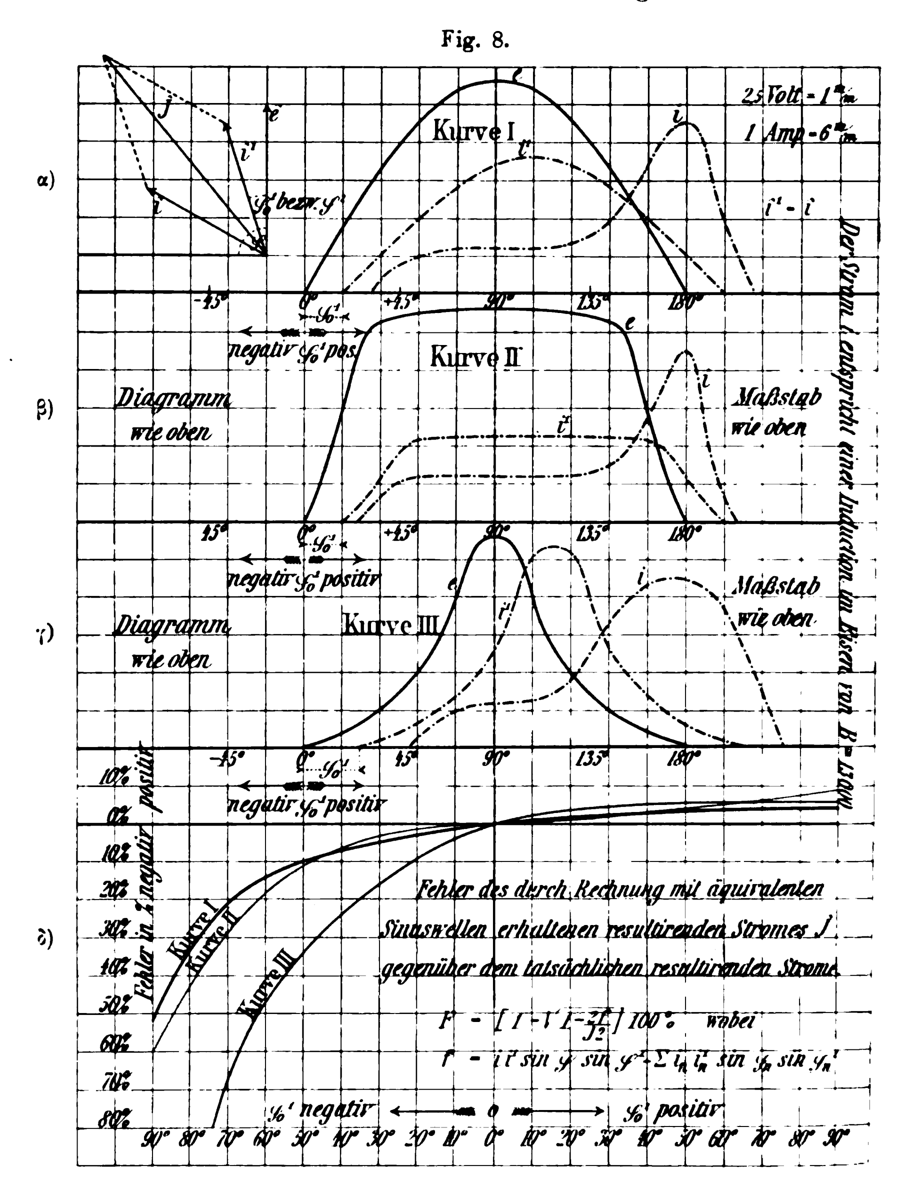
Die fünfte Spalte gibt dann den zugehörigen Effekt und die beiden letzten Spalten daraus die entsprechenden r_{eff}[1]) und m L. Als

---

[1]) r_{eff} ist der aus $p = i^2 r$ ausgerechnete „äquivalente" Ohmsche Widerstand des Transformators.

sehr wichtig für später bemerken wir, dass cos φ_n, p_n und dementsprechend r_{eff} und m L für einzelne „n" negativ werden können.

Fig. 8.



Ausserdem variieren r_{eff} und L in ihrer absoluten Grösse sehr stark. Wir sehen also, dass Deduktionen auf Grund der Annahme konstanten r und L hier nicht mehr am Platze sind.

Unter den Spalten 1 bis 7 finden wir die für den Gesamtstrom massgebenden Werte als i, Nullpunktsphasenverschiebung φ_0, cos φ (wie ihn das Wattmeter angibt), p (desgleichen) und den Deformationsfaktor d. Für die Spannung ist noch der Formfaktor angegeben.

Wir gehen nun zur Bestimmung des $F = f(\varphi')$ zurück. Es interessiert uns, wie schon bemerkt, nur das maximale F, da wir es nicht für jeden einzelnen Fall festsetzen können. Wir haben daher nur die am meisten deformierte Kurve in Betracht gezogen, d. h. diejenige, welche der Induktion B = 13 000 entspricht (Fig. 8). Ein rechnerischer Versuch zeigte, wie vorauszusehen, dass für kleinere Induktionen der Fehler geringer wird. Wir sehen als sehr bemerkenswertes Resultat, dass F, solange nur nacheilende Ströme vorhanden sind (φ_0' positiv), vernachlässigt werden kann, zumal wenn wir bedenken, dass Transformatoren für die angenommene hohe Induktion nicht gebaut werden und für kleinere Induktionen der Fehler noch etwas geringer ist. Ist dagegen voreilender Strom vorhanden, so kann, wie wir sehen, der Fehler 100 % und mehr erreichen. Dieses Resultat ist von grosser Bedeutung für die Messtechnik und zeigt vor allen Dingen, dass wir Resonanzerscheinungen unter obigen Voraussetzungen nicht mit Hilfe einfacher Vektordiagramme behandeln dürfen, dass wir dagegen berechtigt sind, alle Wechselstromprobleme, bei denen nur Induktanz vorhanden ist, und das sind wohl die meisten, mit vollständig genügender Genauigkeit graphisch zu behandeln. Die erste Thatsache wird durch die folgenden Untersuchungen über Strom- und Spannungserhöhungen in Kabeln beim Einschalten leerlaufender Transformatoren durchaus erhärtet.

Bemerkung: Die Fehlerkurven (Fig. 8 δ) zeigen, dass auch hier, wie überall, die sinusförmige Spannungskurve die günstigste ist, trotzdem der Deformationsfaktor der zugehörigen Stromkurve zwischen demjenigen bei der stumpfen und der spitzen Spannungskurve liegt.

II. Teil.

Ueber Resonanzerscheinungen.

Ich habe im Anfange meiner Arbeit schon auf die Resonanzerscheinungen in Hochspannungskabeln hingewiesen und möchte nun hier eine Reihe von Vorfällen anführen, die auf Resonanz zurückgeführt werden können. Dieselben sind zum Teil von Leblanc, zum Teil von anderen beobachtet und in der Litteratur berichtet worden.

1. Kraftübertragung über 250 km der „Snowqualmie Falls Power

Company“ in Amerika: Durch Einschalten von Transformatoren steigt der Ladestrom und ein Synchronmotor am anderen Ende fängt bald an zu pendeln und muss abgeschaltet werden. Der Strom am gebenden Ende beträgt 900, am empfangenden Ende 650 Amp. Die Instrumente schwanken sehr.

2. Die mit 50000 Volt geprüfte Verbindungsleitung zwischen Schalterraum und Transformatorenraum der neuen Niagara-Anlage wurde bereits nach einwöchentlichem Betriebe durchschlagen.

3. Swinburne berichtet, dass bei einem Kabelnetze durch Einschalten von Transformatoren der Strom eine enorme Höhe erreichte.

4. Ein Kabel in London zeigte nach Fleming beim Einschalten eines Transformators am anderen Ende eine bedeutend höhere Spannung als an der Generatorstation.

5. Das Transformationsverhältnis von eisengeschlossenen Transformatoren wird durch Kapazität ziemlich stark verändert (Feldmann, E.T.Z. 1892), daher anfänglich Abneigung der Amerikaner gegen die Anwendung von Transformatoren bei Kabelanlagen.

6. Die Wechselstrommaschinen der „Champs Elysées“ hatten vollständige Sinusform und trotzdem wurde ihr Luftraum (5 mm) von Funken durchschlagen. Da leerlaufende Transformatoren vorhanden waren, konnte die Spannungserhöhung nur auf diese zurückgeführt werden.

7. Drei Umformer formten Gleichstrom in Drehstrom von 4500 Volt um; bei halber Last feuerten die Bürsten kolossal. Die Umformer konnten deshalb nicht installiert werden.

8. In St.-Quen mussten die Kabelleitungen durch Freileitungen ersetzt werden, weil die Resonanzerscheinungen ein günstiges Arbeiten der Umformer nicht zuliessen.

9. Die Zentrale Oberspree, Berlin, zeigte in der Speiseleitung plötzlich einen Strom von doppelter Stärke und dreifacher Periodenzahl.

Derartige Fälle finden sich in der Litteratur eine ganze Reihe aufgezählt. Wir sehen, dass Transformatoren und besonders auch leerlaufende Transformatoren eine grosse Rolle dabei spielen, so zwar, dass sie von einigen Autoren als die berufenen Resonanzerzeuger bezeichnet werden. Im folgenden soll nun auf Grund der in Tafel I analysierten Kurven der Beweis geliefert werden, dass leerlaufende Transformatoren thatsächlich sehr geeignet sind, Spannungs-, in noch viel höherem Masse aber Stromerhöhungen in langen Kabelleitungen zu verursachen. Zunächst jedoch noch einiges andere.

Messung der Kapazität.

Was die Messung der Kapazität von Kabeln mit Wechselstrom betrifft, so hat sich durchweg herausgestellt, dass die gemessenen Kapazitäten zu gross ausfallen. Die Ursache wird von verschiedenen Autoren verschieden angegeben. Meiner Ansicht nach liegt sie zum Teil in der Stromerhöhung durch angenäherte Resonanz, verursacht durch die Oberwellen der aufgedrückten Spannung, zum Teil liegt sie in der fehlerhaften, auf Sinusform basierenden Berechnung, wie wir gleich sehen werden [1]).

Im allgemeinen können wir bei diesen Messungen den mit der Kapazität hintereinander geschalteten Widerstand vernachlässigen und das „C" als konstant betrachten, obschon letzteres von manchen auf Grund von Messungen bestritten wird. Ich vermute, dass „C", wenn der dielektrische Verlust nicht zu gross ist, ziemlich konstant bleibt, da sich die verschiedenen Messresultate auf andere Weise ebenso gut erklären lassen. Unter Annahme einer Sinuswelle messen wir:

$$C = \frac{\hat{i}}{m\,\hat{e}}.$$

Für beliebige Kurvenformen schreibt sich dies:

$$C = \frac{\sqrt{\Sigma \hat{i}_n^2}}{m\sqrt{\Sigma \hat{e}_n^2}}.$$

Thatsächlich ist die Sache aber ganz anders, denn es gilt die erste Gleichung für jede Oberwelle:

$$\hat{i}_n = \hat{e}_n \,.\, n \,.\, mC,$$

$$\sqrt{\Sigma \hat{i}_n^2} = \sqrt{\Sigma \hat{e}_n^2 \,.\, n^2 \,.\, m^2 \,.\, C^2} = m \,.\, C\sqrt{\Sigma \hat{e}_n^2 \,.\, n^2}.$$

Wir sehen, dass vorher die höhere Periodenzahl der Oberwellen nicht berücksichtigt worden ist. Daher erhalten wir hier das Resultat:

$$C = \frac{\sqrt{\Sigma \hat{i}_n^2}}{m\sqrt{\Sigma \hat{e}_n^2 n^2}}.$$

Durch Vergleich der ersten mit der letzten Formel finden wir, dass die wahre Kapazität aus der berechneten erhalten wird durch Multiplikation mit dem Faktor:

$$\sqrt{\frac{\Sigma \hat{e}_n^2 \,.\, n^2}{\Sigma \hat{e}_n^2}}.$$

---

[1]) Vergl. auch Arnold und la Cour, Die Wechselstromtechnik.

Dieser Faktor kann z. B. die Grösse 2 annehmen, so dass die gemessene Kapazität um 100% fehlerhaft wird. Er wird um so grösser, je mehr sich einige der hohen (n = 9, 11 u. s. w.) Obertöne ausbilden. Nehmen wir z. B. an, die erste Harmonische betrage 1500 Volt und die 11. etwa 100 Volt = 6% von der ersten, was sehr wohl besonders bei Umformern vorkommen kann, so erhalten wir, ganz abgesehen von den übrigen Harmonischen:

$$\Sigma \hat{e}_n^2 \,.\, n^2 = 1500^2 + (11 \,.\, 100)^2 = 3{,}46 \,.\, 10^6,$$

$$\Sigma \hat{e}_n^2 = 1500^2 + 100^2 = 2{,}26 \,.\, 10^6,$$

$$\sqrt{\frac{\Sigma \hat{e}_n^2 \,.\, n^2}{\Sigma \hat{e}_n^2}} = 1{,}24.$$

Also 24% Fehler. Beträgt dazu die dritte Oberwelle, wie das fast bei allen einnutigen Maschinen der Fall ist, etwa $^1/_3$ der ersten, so verursacht sie noch einen zusätzlichen Fehler von 41%.

Verzerrung der Kurven durch Kapazität.

Eine weitere Frage ist die, ob die Kapazität die Kurvenform des Ladestromes verzerrt, abgesehen von Resonanz. Für die n^{te} Oberwelle gilt:

$$\hat{i}_n = \frac{\hat{e}_n}{\sqrt{r^2 + \left(\frac{1}{n \,.\, mC}\right)^2}}.$$

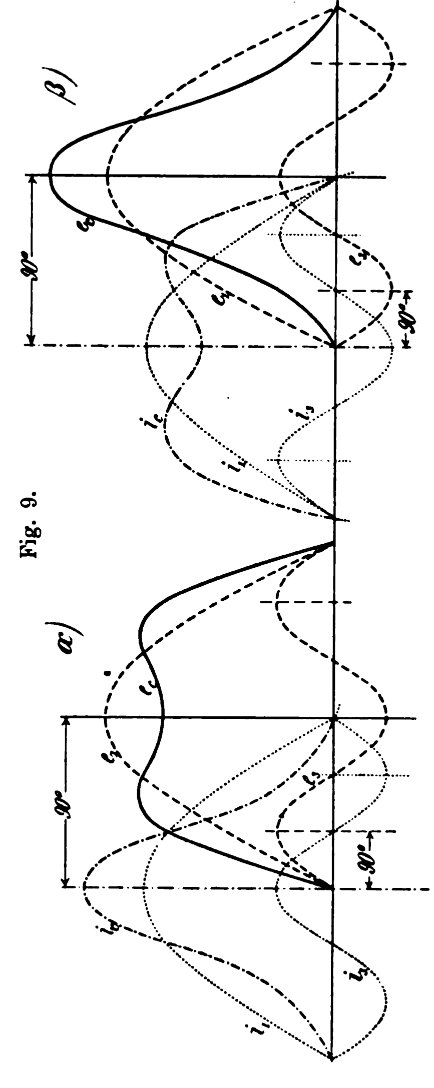
Ist $\hat{e}$ sinusförmig, d. h. nur $n = 1$ vorhanden, so kann keine Verzerrung auftreten. Ist $\hat{e}$ nicht sinusförmig, so muss dagegen die Stromkurve anders aussehen als die Spannungskurve. Ist r zu vernachlässigen, so lautet die Gleichung wie oben:

$$\hat{i}_n = .\, n \,.\, mC \,.\, \hat{e}_n.$$

Dies bedeutet aber, dass sich die höheren Harmonischen des Stromes aus denjenigen der Spannung nicht durch Multiplikation mit einem konstanten Faktor, sondern mit einem veränderlichen — da „n" sich ändert — ergeben. D. h.: Die Harmonischen des Stromes ändern sich nicht proportional mit den Harmonischen der Spannung und demzufolge muss die Stromkurve eine andere Gestalt haben als die Spannungskurve; aber der Strom muss in solchem Falle, falls die Spannungskurve symmetrisch zur mittleren Ordinate war, ebenfalls symmetrisch dazu sein. Dagegen wird die Stromkurve noch stärker ver-

zerrt durch folgenden Umstand, auf den, soviel mir bekannt, bisher noch nicht hingewiesen wurde; wir haben bekanntlich:

$$\operatorname{tg}\varphi_n = \frac{1}{r \cdot n \cdot m \cdot C}.$$



Ist hierin r zu vernachlässigen, was meistens der Fall sein wird, so werden alle $\varphi_n \cong 90^0$. Wir wissen aus Früherem, dass

$$\varphi_n = n\varphi_0 + \alpha_n,$$

wobei φ_0 die Nullpunktsphasenverschiebung der Strom- und Spannungskurve ist. φ_0 ist im vorliegenden Falle stets $\cong 90^0$, wie aus nebenstehender Fig. 9 α und β ersichtlich. Da φ_n auch gleich 90^0 wird, so wird

$$\alpha_n = 90^0\,(1 - n).$$

Für alle n, welche $\alpha_n = 360^0$ oder ein Vielfaches davon machen, also für

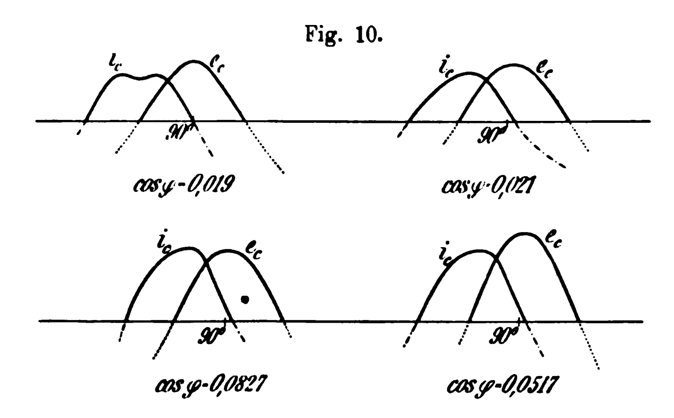
$$n = 5 = 9 = 13\ldots,$$

liegen die entsprechenden Oberwellen des Stromes und der Spannung in gleicher Lage zur Grundwelle, verzerren die Stromkurve also nicht. Für alle anderen n wird dagegen $\alpha_n = 180^0$ und daher wirkt z. B. die dritte Harmonische des Stromes umgekehrt auf die Kurvenform als die dritte Harmonische der Spannung, d. h. macht $n = 3$ (und $n = 7 = 11 = 15 = \ldots$) die Spannung spitz, so macht sie den Strom stumpf und umgekehrt.

Für genügend hohes „n" wird nun der Ausdruck $\frac{1}{C m \cdot n}$ klein genug, um r dagegen berücksichtigen zu müssen. Dann wird, wie leicht einzusehen $\varphi_n < 90^0$ und die Stromkurve wird gegen die mittlere Ordinate verschoben; im allgemeinen aber nur sehr wenig, da die

hohen Oberwellen naturgemäss klein sein sollen. Dagegen scheint bei grösseren Dielektrizitätsverlusten die Stromkurve selbst bei sinusförmiger Spannung unsymmetrisch zu werden und zwar genau so, wie durch Selbstinduktion mit Eisen. Daraus ist zu schliessen, dass die Kapazität unter solchen Verhältnissen während einer Periode nicht mehr konstant ist. Ueber den Dielektrizitätsverlust in Kabeln ist in der Litteratur (besonders von den Engländern im „Journal of the Institution of Electrical Engineers“ [1901]) ausserordentlich häufig und unter grossen Meinungsverschiedenheiten verhandelt worden. Da die vorgenommenen Messungen aber durchweg nicht einwandsfrei sind, so haben die Angaben wenig Wert und werden ebenso häufig bekämpft als gut geheissen. Untenstehend sind einige von Drysdale im „Electrician“ gebrachten Kurven von Ladeströmen von Kabeln und Kon-

Fig. 10.



densatoren wiedergegeben, welche die obigen Darlegungen voll bestätigen. Die erste Figur zeigt eine etwas spitze Spannungskurve; dementsprechend ist die Stromkurve stumpf. Die übrigen Spannungskurven sind praktisch sinusförmig und zeigt daher die Stromkurve nur die charakteristische Verzerrung gegen die mittlere Ordinate, genau so wie der Leerlaufstrom eines Transformators, nur in bedeutend kleinerem Massstabe. Diese Verzerrung wächst natürlich mit dem Leitungsfaktor des Kabels, ist aber durchweg so klein, dass ich sie in den folgenden Rechnungen vernachlässigen zu dürfen glaubte.

Zum Schlusse dieser Darlegungen möchte ich bemerken, dass ich dieselben deshalb eingehender betrachtet habe, weil ich in der Litteratur keine Klarheit hierüber fand und andererseits glaubte, dass dieselben bei der immer mehr wachsenden Bedeutung der Kabelanlagen der Beachtung wert sind.

Resonanz in Kabelleitungen.

Im folgenden wollen wir nun die Erscheinungen der Resonanz oder teilweiser Resonanz in langen Kabelleitungen betrachten, jedoch mit Auschluss derjenigen, die beim Aus- und Einschalten, bei Kurzschluss u. dergl. entstehen können. Sie sind bekanntlich die gefährlichsten, aber die dagegen anzuwendenden Mittel ebenso einfach wie sicher wirkend. Ausserdem lassen wir weg den Fall der Belastung des Kabels; diese Fälle sind zur Genüge von Kapp, Steinmetz u. a. beleuchtet worden. während über die im folgenden behandelten Fälle Untersuchung im Anschluss an thatsächlich auftretende Kurvenformen bisher nicht vorhanden sind. Als Einleitung wollen wir behandeln den reinen Leerlauf des Kabels und gehen des weiteren über auf den Leerlauf eines am anderen Ende angeschlossenen Transformators. Als Kabel denken wir uns in allen Fällen ein konzentrisches verwendet, da seine Kapazität zwischen dem Aussen- und Innenleiter, welche im folgenden nur in Betracht zu ziehen ist, ziemlich hoch ist; nach zuverlässigen Messungen schwankt sie zwischen 0,2 und 0,4 M.F. pro Kilometer, wird aber aus den oben schon erwähnten Ursachen sehr häufig grösser angegeben. Der grösseren Anschaulichkeit wegen legen wir ein bestimmtes Beispiel zu Grunde mit folgenden Daten:

Beispiel.

1. Es sei vorhanden ein Einphasengenerator von ca. 700 kw und etwa 6000 bis 7000 Volt Klemmenspannung. Der induktive Spannungsabfall betrage 15%, der Ohmsche 2%. Daraus berechnet sich der Widerstand $Rg \cong 1{,}5\,\Omega$ und die Induktanz $mL \cong 10\,\Omega$.

2. Dieser Generator arbeite auf ein konzentrisches Kabel von 20 km Länge und einem Querschnitt von 80 qmm. Die Kapazität pro Kilometer betrage 0,21 M.F. Der Verlust im Kabel bei voller Last (etwa 100 Amp.) soll etwa 12% betragen. Demnach wird der Widerstand des Kabels $R_c \cong 10\,\Omega$ und die gesamte Kapazität $C = 4{,}2$ M.F.

3. Am Ende des Kabels ist ein Transformator angeschlossen von ca. 600 kw bei 6000 Volt Primärspannung. Die normale Induktion sei $B \cong 10000$ bei Oelkühlung. Der Leerlaufstrom betrage 3 bis 4% der Volllastampère. Wir nehmen $i_0 = 3{,}6$ Amp. an. Um das Beispiel vielseitiger zu gestalten, nehmen wir an, dass der Transformator einmal mit $B = 5000$, dann mit $B = 10000$ und endlich mit $B = 13000$

liefe bei entsprechenden, nach dem Obigen aus der Tafel I umzurechnenden Verhältnissen. Die letztere Induktion wird man selbst bei vorzüglichster Kühlung wohl kaum jemals anwenden und dient daher dieser Fall nur zur Orientierung.

Bemerkungen: a) Die Kapazität des Kabels wird hier in bekannter Weise ersetzt durch einen Kondensator, der in der Mitte des Kabels abgenommen gedacht ist. Dadurch geht ein Fehler in die Rechnung ein, der, selbst wenn er eine beträchtliche Grösse erreichen sollte, uns nicht stören kann, da es im vorliegenden Falle weniger auf Genauigkeit der Rechnung als auf die Feststellung von Möglichkeiten ankommt. Da die Verhältnisse in der Praxis doch sehr labil sind, können wir uns den entstehenden Fehler jederzeit durch Aenderung der oben angegebenen Konstanten ausgeglichen denken. Auf Grund der Annahme des Kondensators müssen wir zum Widerstand des Generators noch den Widerstand des Kabels bis zur Mitte zuschlagen und erhalten das in die Rechnung einzuführende $R = R_g + \frac{R_c}{2} = 6{,}5\ \Omega$.

b) Die Leerlaufskurven des Transformators werden unter Einsetzung der Grössen $e = 6000$ Volt $i_0 = 3{,}6$ bei $B = 10000$ aus der Tafel I berechnet.

c) Die obigen Verhältnisse sind nicht nach bestimmten Voraussetzungen, infolge deren Resonanz eintreten muss, gewählt, sondern so wie sie sich möglichst ungezwungen nach praktischen Gesichtspunkten ergeben.

Resonanz bei Leerlauf des Kabels.

I. Fall. Der Generator läuft leer auf das Kabel ohne Transformator.

Wir haben in diesem Fall Widerstand mit Selbstinduktion und Kapazität hintereinandergeschaltet und zwar ergeben sich folgende Werte:

Der Generator sei auf 6000 Volt erregt, dann besteht die Kurve seiner Klemmenspannung bezw. E.M.K., was im Leerlauf dasselbe ist, aus folgenden nach Tafel I umgerechneten Harmonischen.

1. Sinusförmige Kurve: $\hat{e} = 6000$ Volt
   $\hat{e}_1 = 6000$ $\quad e_3 = e_5 = e_7 = \ldots = 0$ „
2. Flache Kurve: $\hat{e} = \sqrt{\Sigma \hat{e}_n^2} = 6000$ „
   $\hat{e}_1 = 5890$ $\quad \hat{e}_3 = 1129$ $\quad \hat{e}_5 = 155$ „
   $\hat{e}_7 = 134$ $\quad \hat{e}_9 = 157$ $\quad \hat{e}_{11} = 107$ „

3. Spitze Kurve: $\hat{e} = \sqrt{\Sigma \hat{e}_n^2} = 6000$ Volt

$\hat{e}_1 = 5530$ $\hat{e}_3 = 2055$ $\hat{e}_5 = 864$ „

$\hat{e}_7 = 354$ $\hat{e}_9 = 116$ $\hat{e}_{11} = 86$ „

Für den Kondensatorstrom erhalten wir hier die Gleichung:

$$\hat{i}_c = \frac{\hat{e}}{\sqrt{R^2 + \left(mL - \frac{1}{Cm}\right)^2}}.$$

Für deformierte Kurven schreibt sich diese Gleichung, wenn „n“ die Ordnungszahl der höheren Glieder bedeutet:

$$\hat{i}_{cn} = \frac{\hat{e}_n}{\sqrt{R^2 + \left(n \,.\, mL - \frac{1}{n \,.\, mC}\right)^2}}.$$

Wir wissen, dass bei konstanter Erregung des Generators hier das Maximum des Stromes auftritt, wenn:

$$n \,.\, mL - \frac{1}{n \,.\, mC} = 0$$

wird. Voraussetzen müssen und können wir hierbei, dass L und C auch für die höheren Harmonischen konstant bleiben. Es ist:

$$R = 6{,}5\ \Omega;\ n \,.\, mL = 10\ n\Omega\ (L = 0{,}0318;\ m = 314);$$
$$C = 4{,}2\ \text{M.F.}$$

Wir finden, dass der obige Ausdruck für $n = 8{,}72$ erfüllt wäre. Die nächste Harmonische ist $n = 9$. Bei der zweiten Spannungskurve ist $\hat{e}_9 = 157$ Volt und also:

$$\hat{i}_{c9} = \frac{157}{\sqrt{6{,}5^2 + \left(90 - \frac{10^6}{9 \,.\, 314 \,.\, 4{,}2}\right)^2}} = \frac{157}{\sqrt{6{,}5^2 + 5{,}6^2}}$$
$$= 18{,}3\ \text{Amp.}$$

Dagegen beträgt der normale Ladestrom bei sinusförmiger Spannungskurve nur 8 Amp. Wir wollen nun systematisch den Strom berechnen, den das Kabel bei Voraussetzung der verschiedenen Spannungskurven aufnimmt:

1. Sinusförmige Kurve:

$\hat{e} = 6000$ Volt $\hat{i}_c \cong 8$ Amp.

2. Flache Kurve:

$\hat{e}_1 = 5890$ „ $\hat{i}_{c_1} = 7{,}86$ „

$\hat{e}_3 = 1129$ „ $\hat{i}_{c_3} = 4{,}86$ „

	$\hat{e}_5 = 155$ Volt	$\hat{\imath}_{c_5} = 1{,}5$ Amp.
	$\hat{e}_7 = 134$ "	$\hat{\imath}_{c_7} = 3{,}5$ "
	$\hat{e}_9 = 157$ "	$\hat{\imath}_9 = 18{,}3$ "
	$\hat{e}_{11} = 107$ "	$\hat{\imath}_{11} = 2{,}6$ "
insgesamt:	$\hat{e} = 6000$ "	$\hat{\imath}_c = 21$ "

Der Strom wird voraussichtlich die 9fache Periodenzahl als Grundperiode annehmen.

3. spitze Kurve:

	$\hat{e}_1 = 5530$ Volt	$\hat{\imath}_1 = 7{,}39$ Amp.
	$\hat{e}_3 = 2055$ "	$\hat{\imath}_{c_3} = 8{,}84$ "
	$\hat{e}_5 = 864$ "	$\hat{\imath}_{c_5} = 8{,}53$ "
	$\hat{e}_7 = 354$ "	$\hat{\imath}_{c_7} = 9{,}32$ "
	$\hat{e}_9 = 116$ "	$\hat{\imath}_{c_9} = 13{,}2$ "
	$\hat{e}_{11} = 86$ "	$\hat{\imath}_{c_{11}} = 2{,}09$ "
insgesamt:	$\hat{e} = 6000$ "	$\hat{\imath} \cong 22$ "

Wir sehen, dass die spitze Spannungskurve fast alle Harmonischen der Stromkurve gleichmässig stark ausbildet, so dass die Kurve deformierter wird, als die unter dem Einfluss der flachen Spannungskurve entstandenen. Die Deformationsfaktoren der Stromkurven sind:

1. Spannung sinusförmig $d_{ic} = 1$,
2. Spannung flach $d_{ic} = 4{,}9$,
3. Spannung spitz $d_{ic} = 6{,}7$, } also ganz enorm gross.

Selbstverständlich haben diese Stromerhöhungen eine Spannungserhöhung am Kondensator zum Gefolge, denn ein Kondensator, der einen sinusförmigen Strom $\hat{\imath}_n$ aufnimmt, muss eine Spannung von $\hat{e}_n = \frac{\hat{\imath}_n}{m \cdot C \cdot n}$ an seinen Enden haben. Diese Erhöhung ist für die höheren Harmonischen der Spannung ziemlich beträchtlich, beeinflusst aber weniger die Grösse als die Deformation der Gesamtspannung. Im nachfolgenden sind Spannungserhöhung und Deformationsfaktor berechnet. Es wird:

1. $\hat{e}_c = 6060$ Erhöhung $\cong 1\,\%$
2. $\hat{e}_c = 6310$ " $\cong 5$ "
3. $\hat{e}_c = 6350$ " $\cong 6$ "

Wir sehen, dass selbst, wenn der Maschinist auf den Betrag von 6000 Volt herunterregulieren würde, sich doch an dem vom Kondensator aufgenommenen Strome fast nichts ändern würde.



Die Deformationsfaktoren der Spannungskurven vor und nach dem Einschalten des Kabels sind:

1. $d_v = 1$ $d_n = 1$
2. $d_v = 1{,}29$ $d_n = 1{,}6$
3. $d_v = 1{,}63$ $d_n = 2.$

Dieselben sind also beträchtlich gestiegen und zwar sind mehr die ganz hohen Harmonischen verstärkt worden. Es ist anzunehmen, dass auch bei Belastung derartige Verzerrungen der Spannungskurven vorkommen und dann — wie dies schon mehrfach vorgekommen — ein Arbeiten mit Umformern oder Synchronmotoren erschweren, wenn nicht unmöglich machen.

Berechnung der Kapazität.

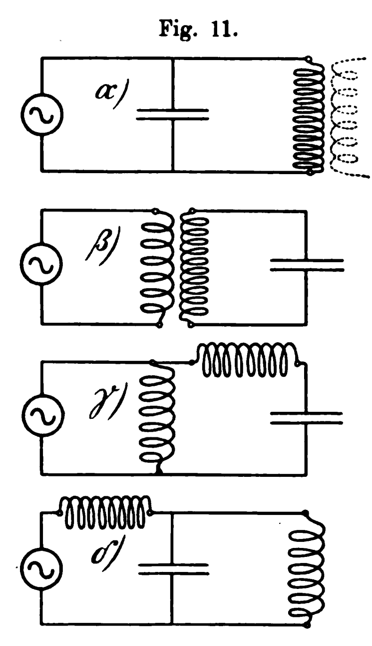
Bemerkenswert ist ferner, dass, wenn wir nun die Kapazität des Kabels auf die gewöhnliche Weise aus dem gemessenen Strome berechnen würden, wobei wir den Widerstand vernachlässigen können, wir im Falle 2 und 3 eine fast dreimal zu grosse Kapazität erhielten. Wir sehen auch, wie wichtig eine rein sinusförmige Spannung für den Leerlaufverlust des Kabels und für die Zuverlässigkeit der einfachen theoretischen Behandlung dieser Vorgänge ist.

Resonanz bei spannungserhöhenden Transformatoren.

Nun ist noch der wichtige Fall zu betrachten, wo der Generator durch das Kabel einen leerlaufenden Transformator speist. Wir haben dann nebenstehende Schaltung (Fig. 11 α). Um aber den vorhergehenden Fall erschöpfend zu behandeln, nehmen wir vorläufig einmal an, in der Generatorstation sei die Maschinenspannung nicht direkt 6000 Volt, sondern werde durch einen Transformator auf 6000 Volt erhöht. Wir haben dann die Schaltung (Fig. 11 β). Ersetzt man diese Schaltung durch das äquivalente Schema des Transformators, so gibt uns der parallel geschaltete Stromkreis (Fig. 11 γ) den primären Leerlauf des Transformators und die mit dem Kabel hintereinander geschalteten Windungen sind die sekundären Windungen desselben. Der induktive Spannungsabfall eines Transformators soll im allgemeinen 3% nicht überschreiten, würde also hier rund $0{,}03 \cdot 6000 = 180$ Volt betragen; demgemäss erhalten wir das mit dem „C“ hintereinandergeschaltete $L_{II} = \frac{180}{100 \cdot 314} \cong 0{,}005$; abgesehen von diesem L_{II} ist das Schema

und die Wirkung genau so, als ob der Generator direkt mit 6000 Volt einen leerlaufenden Transformator speisen würde. Stellen wir uns auf den Standpunkt, dass es wenig Unterschied macht, ob wir den Leerlaufkreis des Transformators vor oder hinter dem Kabel abzweigen und schlagen L_{II} (siehe Fig. 11 δ) zu der Selbstinduktion des Generators, wovon sie nur etwa $^1/_6$ beträgt, so sind die beiden Schemata ganz dieselben. Deshalb und weil die rechnerische Behandlung sonst verwickelt und undurchsichtig würde, habe ich diesen Fall nicht besonders behandelt, was ich um so eher thun konnte, als die nachstehend durchgeführten Rechnungen ohne weiteres einen Schluss darauf gestatten. Danach und im Vergleich mit den in der Litteratur hierüber vorhandenen spärlichen Notizen scheint es thatsächlich, als ob die beiden Fälle äquivalent seien, nur ist die Spannungserhöhung im Falle der Herauftransformierung infolge der erhöhten Selbstinduktion noch eher zu erwarten.

Fig. 11.



Resonanz durch leerlaufende Transformatoren.

II. Fall. Der Generator speist durch das Kabel einen spannungserniedrigenden leerlaufenden Transformator.

Die analytische Behandlung dieses Falles verursacht trotz der scheinbaren Einfachheit doch ziemliche Schwierigkeiten. Leblanc hat ihn für konstantes L. in „Éclairage électrique 99" bearbeitet, indem er von der Differentialgleichung der E.M.K. ausgeht. Abgesehen davon, dass diese Behandlungsweise infolge der langen analytischen Ausdrücke unelegant und zeitraubend ist, bietet das Endresultat gar keinen Einblick in die einschlägigen Verhältnisse. Dagegen können wir uns gerade in diesem Falle mit Vorteil der Steinmetzschen Rechnungsweise mit komplexen Zahlen bedienen. Die Ableitung wird dann die denkbar einfachste und die Folgerungen übersichtlich. Die Kenntnis des Steinmetzschen Verfahrens und die Grundbedeutung der Ausdrücke r, x, g, b u. s. w. muss ich hier voraussetzen. Das

Diagramm des Stromkreises wird das nebenstehende (Fig. 12). Danach ergibt sich:

$$E_n = e_n + e_{sn} = e_n + i_n Z_n = e_n + i_n (R - j\,x_n),$$
$$i_n = e_n (g_n + j\,b_n),$$
$$E_n = e_n (1 + [g_n + j\,b_n]\,[R - j\,x_n]).$$

Die Trennung der imaginären Grössen von den reellen ist hier eipfach und wir erhalten[1]):

$$E_n = e_n \sqrt{(1 + g_n R + b_n x_n)^2 + b_n R - g_n x_n)^2}.$$

Die Spannungserhöhung ist uns gegeben durch die Grösse:

$$\frac{e_n}{E_n} = \frac{1}{\sqrt{(1 + g_n R + b_n x_n)^2 + (b_n R - g_n x_n)^2}}.$$

Bemerkung: Die kleinen Buchstaben beziehen sich auf Transformator und Kabel, die grossen auf den Generator.

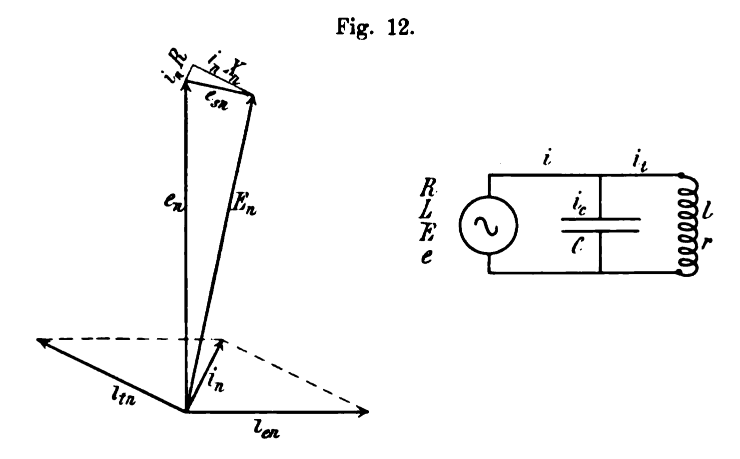


Fig. 12.

Die Spannungserhöhung ist am grössten, wenn die Wurzel ein Minimum und zwar wird „e_n" am Kabel $= \infty$, wenn der Ausdruck unter der Wurzel verschwindet. Das ist nur möglich, wenn jedes Glied für sich $= 0$ wird; denn wir haben eine Summe von zwei stets positiven Grössen. Aus dieser Bedingung erhalten wir zwei Gleichungen, in denen wir als Unbekannte g und b einsetzen wollen. Es wird:

$$g_n = -\frac{R}{R^2 + x_n^2} = -G_n,$$

$$b_n = -\frac{x}{R^2 + x_n^2} = -B_n.$$

[1]) Siehe Steinmetz, Wechselstromerscheinungen.

Sind diese beiden Gleichungen erfüllt, so tritt reine Resonanz auf. Steinmetz schreibt hierzu auf Seite 110 seiner „Wechselstromerscheinungen", dass der Wert:

$$g = -\frac{R}{R^2 + x^2}$$

unmöglich sei, da weder R noch $R^2 + x^2$ negativ werden könnten und weiterhin auf Seite 383 im Anschluss an die Diskussion der Einwirkung der höheren Glieder auf die Spannungserhöhung: . . . „Hieraus folgt, dass die Gefahr der Resonanz in Hochspannungsleitungen im allgemeinen sehr überschätzt wird." Diese Ansicht rührt daher, dass Steinmetz, wie auch Leblanc für die höheren Harmonischen das r_n (u . L_n) konstant setzen, was durchaus nicht der Fall ist bei eisengeschlossenen Apparaten. Hierauf ist bisher noch von keiner Seite hingewiesen worden.

Wir haben schon bei der Besprechung der Tafel I gesehen, dass das „r_n" des Transformators — und damit auch g, wie wir gleich erfahren werden — für höhere Glieder sehr wohl negativ werden kann und werden weiterhin sehen, dass die Gefahr der Resonanz bei leerlaufenden Transformatoren sehr stark vorhanden, sobald wir Kabel verwenden, die eine genügend hohe Kapazität besitzen.

Wir erläutern weiter:

b_n = Susceptanz des parallelgeschalteten Kabels und Transformators,

$$b_n = \frac{m\, l_n\, n}{r_n^2 + m^2 l_n^2 n^2} - m\, C\, n.$$

Hierbei ist:

$m\, l_n\, l$ = Induktanz des Transformators für die n^{te} Harmonische,
r_n = Widerstand des Transformators für die n^{te} Harmonische,
C = Kapazität des Kabels in Farad.

Weiterhin bedeutet:

g_n = Konduktanz der parallelgeschalteten Kreise,

$$= \frac{r_n}{r_n^2 + x_n^2} + 0 = \frac{r_n}{r_n^2 + m^2 l^2 n^2}.$$

Die erste der obigen Bedingungsgleichungen für das Auftreten reiner Resonanz lautet nun:

$$g = \frac{r_n}{r_n^2 + m^2 l_n^2 n^2} = -\frac{R}{R^2 + m^2 L^2 n^2} = -G.$$

Der Nenner kann niemals negativ werden, ebenfalls R des Generators nicht, dagegen wohl, wie schon bemerkt, r_n = effektiver Widerstand

des Transformators für die n^{te} Oberwelle. Also liegt die Gefahr nahe, dass diese Gleichung erfüllt wird und diese Thatsache ist meiner Ansicht nach nicht zu unterschätzen. Sie erklärt vielleicht manche Erscheinungen, die beim Betrieb leerlaufender Transformatoren beobachtet wurden, Erscheinungen, gegen die man sich kaum schützen, höchstens ihre Folgen verhüten kann. Denken wir uns z. B., dass der Generator erregt und auf den Stromkreis geschaltet angelassen oder abgestellt würde. Jede der Harmonischen durchläuft dann alle Periodenzahlen bis zur normalen, wobei es sehr wohl möglich ist, dass reine Resonanz auftreten kann; dieselbe muss — falls die Bedingungen $g = - G$ und $b = - B$ erfüllt sind — auftreten, auch wenn die höheren Glieder noch so kleine Grössen haben. Letzteres erklärt den von Leblanc berichteten Fall Nr. 6 auf Seite 432; denn wenn auch die Spannung ganz sinusförmig ist, so erzeugt doch — abgesehen von anderen Möglichkeiten — der Ohmsche Spannungsabfall im Transformator geringe höhere Glieder. Diese können relativ gross werden, wenn statt eines mehrere Transformatoren vorhanden sind. Im Petersburger Netz betrug z. B. der Leerlaufstrom der angeschlossenen Transformatoren bis zu 900 Amp.

Ein gutes Mittel zur Verhütung der Folgen dieser Erscheinungen sind zunächst die gewöhnlichen Schmelzsicherungen, denn ehe die Spannung merklich gestiegen ist, muss der Strom schon enorm hoch geworden sein. Geht jedoch die Schmelzsicherung durch, so treten jene Zustände ein, die eine Erhöhung der Spannung zum Gefolge haben. Wir müssen also ausser Stromsicherungen noch die neuerdings sehr in Aufnahme gekommenen Spannungssicherungen in den Kreis an geeigneter Stelle einbauen.

Die zweite Bedingungsgleichung lautete:

$$b = \frac{m\, l_n\, n}{r_n^2 + m^2 l_n^2 n^2} - m\, C\, n = - \frac{m\, L\, n}{R^2 + m^2 L^2 n^2} = - B.$$

Da $m\, C\, n$ in der Regel grösser ist als $\frac{m\, l_n\, n}{r_n^2 + m^2 l_n^2 n^2}$, so kann diese Gleichung leicht erfüllt sein für irgend eine Harmonische.

Das im Anfange gegebene Beispiel habe ich für den vorliegenden Fall durchgerechnet, da es schwer ist, sich aus der allgemeinen Behandlung ein Bild zu machen von der Grössenordnung der einzelnen Ausdrücke und von der unter gewöhnlichen Verhältnissen möglichen Spannungserhöhung. Unter Umständen kann es von Nutzen sein, ein derartiges Beispiel im praktischen Falle durchzurechnen, um das ge-

fährliche C, L, n u. s. w. annähernd zu bestimmen. Deshalb will ich für **eine** Annahme die Durchrechnung hier anführen.

Die Spannung des Generators habe die Gestalt der flachen Kurve, deren Oberwellen wir schon kennen. Der Leerlaufstrom des Transformators bei $B = 10000$ sei $\hat{\imath}_0 = 3{,}6$ Amp. Dann ist also für den Transformator:

$$\hat{e} = 6000 \text{ Volt} \qquad \hat{\imath}_0 = 3{,}6 \text{ Amp.}$$

Auf Tafel I finden wir für die entsprechende Form der Spannungskurve und die entsprechende Induktion:

$$\hat{e} = 119{,}8 \text{ Volt} \qquad \hat{\imath}_0 = 2{,}15 \text{ Amp.}$$

Da nun die Kurvenform des Stromes nur von der Form der Spannung, der Höhe der Induktion und von der Hysteresisschleife abhängt, so können — wie schon vorher einmal erwähnt — die in Tafel I gegebenen Werte für die höheren Harmonischen des Stromes ohne weiteres auf die neue Stromstärke und Spannung umgerechnet werden. Der Winkel φ_n bleibt derselbe. Wollen wir z. B. $r_{n\,eff}$ berechnen, so schreiben wir:

$$r_{n\,eff} = (r_n{}^2{}_{eff} + m^2 l_n{}^2 n^2) \cos \varphi_n,$$

$$= \left(\frac{\hat{e}_n}{\hat{\imath}_n}\right)^2 \cos \varphi_n .$$

$\left(\frac{\hat{e}}{\hat{\imath}}\right)$ ist in dem Falle der Tafel I:

$$\frac{\hat{e}}{\hat{\imath}} = \frac{119{,}8}{2{,}15} = 55{,}6$$

und im vorliegenden Falle:

$$\frac{\hat{e}}{\hat{\imath}} = \frac{6000}{3{,}6} = 1670,$$

$$\frac{1670}{55{,}6} \cong 30.$$

Da die **Form** der Kurven geblieben ist, so haben sich alle $\hat{e}_n$ und $\hat{\imath}_n$ nur proportional dem Gesamtwert $\hat{e}$ und $\hat{\imath}$ geändert und deshalb finden wir das neue $r_{n\,eff}$ aus demjenigen von Tafel I zu:

$$r_{n\,eff} = 30 \,.\, r_{n\,eff} \text{ (Tafel I).}$$

Desgleichen ergibt sich $m\, l_n\, n$. Da wir uns aber für die direkt in die Rechnung eingehenden Grössen mehr interessieren, so schreiben wir sofort:

$$\frac{r_{n\,e}}{r_{n_e}^2 + m^2 l_n^2 n^2} = \frac{\cos \varphi_n}{30 \left(\frac{\hat{e}_n}{\hat{i}_n}\right)},$$

$$\frac{m\, l_n\, n}{r_{n_e}^2 + m^2 l_n^2 n^2} = \frac{\sin \varphi_n}{30 \left(\frac{\hat{e}_n}{\hat{i}_n}\right)}.$$

Diese Werte berechnen wir uns aus Tafel I nun für sämtliche Harmonischen; desgleichen bestimmen wir aus den Werten L und R des Generators die entsprechenden Ausdrücke:

$$\frac{R}{R^2 + m^2 L^2 n^2} \quad \text{und} \quad \frac{m\, L\, n}{R^2 + m^2 L^2 n^2}.$$

Diese Rechnung ist natürlich einfacher, da R und L für alle Harmonischen als konstant angenommen werden dürfen. Es interessieren uns nun vor allen Dingen diejenigen Grössen der Kapazität und der Konduktanz $\frac{r_n}{r_n^2 + m^2 l_n^2 n^2}$, welche, wenn gleichzeitig vorhanden, reine Resonanz erzeugen würden. Durch Vergleich mit den thatsächlich vorhandenen Grössen haben wir dann einen Massstab für die Gefährdung der Anlage. Die „Resonanz"werte bestimmen sich nach Früherem zu:

$$(C)_r = \frac{1}{m\,.\,n} \left(\frac{m\, l_n\, n}{r_{n\,e}^2 + m^2 l_n^2 n^2} + \frac{m\, L\, n}{R^2 + m^2 L^2 n^2}\right),$$

$$\left(\frac{r_{n\,e}}{r_n^2 + m^2 l_n^2 n^2}\right)_r = - \frac{R}{R^2 + m^2 L^2 n^2}.$$

Das thatsächliche vorhandene C ist im vorliegenden Beispiel $= 4{,}2\,.\,10^{-6}$ Farad, die gefährliche und die thatsächliche Konduktanz g sind für den bis jetzt besprochenen Fall aus Tafel II, Seite 450, zweite Versuchsreihe in der Mitte zu entnehmen. Wir sehen, wie die Gefahr mit der Grösse der Harmonischen wächst und dann wieder sinkt. Wenigstens ist dies deutlich in Bezug auf die gefährliche Kapazität zu erkennen. Das zunächst liegende $C = 3{,}9$ bezieht sich auf die neunte Harmonische. Trotzdem der Unterschied vom thatsächlichen $C = 4{,}2$ noch mehr als 7 % beträgt, erhöht sich die Spannung dieser Harmonischen um das Dreissigfache und zwar deshalb, weil zufällig auch die zweite Bedingung $g = - G$ fast erfüllt ist; es ist, wie wir sehen:

$$\frac{r_{g_e}}{r_{g_e}^2 + 81\, m^2 l^2} = - 799\,.\,10^{-6}$$

und thatsächlich

$$\frac{r_{g_e}}{r_{g_e}^2 + 81\, m^2 l^2} = -662 \,.\, 10^{-6}.$$

Hier beträgt der Unterschied sogar 17 %. Die Gefahr der Resonanz ist also im viel weiteren Umfange gegeben, als bei dem im Anfange besprochenen Falle ohne Transformator, denn dort ergibt eine Aenderung von nur wenigen Prozenten der Strom und Spannung erhöhenden Faktoren eine weit grössere Reduktion der Gefahr (Fig. 13).

Im folgenden sehen wir das Rechnungsbeispiel durchgeführt. Es sind alle Grössen in Einheiten von 10^{-6} eingeführt der Genauigkeit wegen, nur die Werte:

$$1 + g R + b x$$

und

$$b R - g x,$$

welche in der Wurzelgrösse

$$\sqrt{(1 + g R + b x)^2 + (b R - g x)^2}$$

vorkommen, sind in gewöhnlichen Einheiten gegeben. Der reciproke Wert der Wurzel ergibt uns die Spannungserhöhung am Kondensator gegenüber der Generatorspannung $\left(\frac{e_c}{e_g}\right.$ in Tafel II$\left.\right)$. Wir sehen, dass überall die Spannungserhöhung gegenüber der Stromerhöhung nur gering ist.

Auf diese Weise sind die Rechnungen auf Tafel II (bis zur elften Harmonischen, $n = 11$) durchgeführt.

Betrachtung von Tafel II.

Wir sehen, dass die grösste Strom- und Spannungserhöhung für alle Induktionen bei derselben Harmonischen stattfindet, nur in verschiedenem Masse. Sie wird bei $B = 10\,000$ am grössten und bei höherer und niederer Induktion wieder kleiner (ausgenommen bei sinusförmiger Spannung). Die gefährliche Kapazität $(C)_r$ (r = resonanzerzeugend) ändert sich verhältnismässig wenig und das $\left(\frac{r}{r^2 + m^2 l^2}\right)_r$ bleibt konstant für alle Induktionen, da es von den entsprechenden Daten des Generators abhängig ist. Die Gefahr besteht hier hinsichtlich des „C“ zwischen der siebenten und elften Harmonischen. Das $(C)_r$ im gegebenen praktischen Falle zu berechnen ist nach dem Vorstehenden einfach und unter Umständen angebracht. Im allgemeinen wird

$R = 6{,}5;\quad X = n \,.\, m L = 10 n;\quad n m C = 1320 n \,.\, 10^{-6}.$

	n = 1	n = 3	n = 5
$G = \frac{R}{R^2 + X_n^2}$	42 100	6900	2555
$B = \frac{X_n}{R^2 + X_n^2}$	70 200	31 850	19 650
$g = \frac{r_n}{r_n^2 + x_n^2}$	337	36	— 327
$b = \frac{x_n}{r_n^2 + x_n^2} - m C.$	— 978	— 2830	— 2717
C_r	224	34,4	13,5
$g R$	2760	3352	12 110
$b X$	— 9780	— 84 900	— 135 850
$g R + b X$	— 7020	— 81 542	— 123 740
$1 + g R + b X$	0,993	0,918	0,8763
$b R$	— 9355	— 18 390	— 17 650
$- g X$	— 4240	— 15 480	— 93 250
$b R - g X$	— 0,0136	— 0,0339	— 0,1109
$A = (1 + g R + b X)^2$	0,986	0,842	0,781
$B = (b R - g X)^2$	0,00018	0,00115	0,0121
$\sqrt{A^2 + b^2}$	0,993	0,918	0,884
$\frac{e_c}{e_g} = \frac{1}{\sqrt{A^2 + B^2}}$	1,007	1,09	1,131

die dritte Oberwelle keine Gefahr bieten, da hier $(C)_r$ zwischen 34 und 36 M.F. liegt. Beim Entwurf der Maschine ist dagegen auf die Entfernung der höheren Glieder sehr zu achten.

Die letzte Gruppe auf Tafel II gibt einen interessanten Vergleich zwischen den nach obigem Verfahren berechneten Gesamtstrom und Spannung und den entsprechenden mittels der gewöhnlichen Methode bestimmten Werten. Die Fehler sind enorm gross, was uns auch hier einen Beweis liefert, dass im Falle von Kapazität enthaltenden Stromkreisen die Anwendung äquivalenter Sinuslinien nicht zulässig ist.

Resonanz bei nicht eisengeschlossenen Transformatoren.

Die letzte Spalte dieser Gruppe gibt noch die thatsächlichen Werte des Gesamtstromes etc. an, wenn wir an Stelle eines gewöhnlichen eisengeschlossenen Transformators einen sogenannten „Kabel"-Transformator anwenden, wie er im Jahre 1892 von „Siemens Brothers" in London konstruiert und patentiert wurde. Der Unterschied besteht

Tafel II

Einfluß leerlaufender Transformatoren auf Stromkreise m. Kapacität u. Selbstinduction

Es bedeuten im Beispiel $(C)_1$ u. $\left(\frac{1}{\nu^2 \cdot mC}\right)_1$ diejenigen Werte (in Einheiten von 10^6), welche, wenn gleichzeitig vorhanden, eine Resonanz erzeugen würden. e_g = E.M.K. d. Generators. e_1 = mittl. Spannung am Kabel. i_1 = Strom den das Kabel aufnimmt.

700 Kw | Generator 15 Ω 0.038 H. | 20 km. conc. Kabel 10 Ω 45 M.F. | Transformator: r u. l variab. | 6000 Volt primär 100 Ampère

B = Induction im Transformator — n = Ordnungszahl der Harmonischen

Spannungskurve sinusförmig angenommen 6000 Volt

B = 5000							B = 10000							B = 13000					
$\frac{1}{\nu^2 \cdot mC}$	$\left(\frac{1}{\nu^2 \cdot mC}\right)_1$	$(C)_1$	$\frac{e_1}{e_g}$	e_1	i_1	n	$\frac{1}{\nu^2 \cdot mC}$	$\left(\frac{1}{\nu^2 \cdot mC}\right)_1$	$(C)_1$	$\frac{e_1}{e_g}$	e_1	i_1	n	$\frac{1}{\nu^2 \cdot mC}$	$\left(\frac{1}{\nu^2 \cdot mC}\right)_1$	$(C)_1$	$\frac{e_1}{e_g}$	e_1	i_1
+282	-42100	224.0	1.0095	6055	7.99	1	+370	-48100	224.5	1.009	6050	7.98	1	424	-48100	224.3	1.0085	6045	7.96

Spannungskurve flach angenommen

e_g = 5890 sin nt + 1129 sin 3nt + 155 sin 5nt − 134 sin 7nt − 157 sin 9nt − 107.8 sin 11 nt Volt

$\frac{1}{\nu^2 \cdot mC}$	$\left(\frac{1}{\nu^2 \cdot mC}\right)_1$	$(C)_1$	$\frac{e_1}{e_g}$	e_1	i_1	n	$\frac{1}{\nu^2 \cdot mC}$	$\left(\frac{1}{\nu^2 \cdot mC}\right)_1$	$(C)_1$	$\frac{e_1}{e_g}$	e_1	i_1	n	$\frac{1}{\nu^2 \cdot mC}$	$\left(\frac{1}{\nu^2 \cdot mC}\right)_1$	$(C)_1$	$\frac{e_1}{e_g}$	e_1	i_1
+337	-48100	224	1.009	5940	7.83	1	+424	-48100	224	1.007	5927	7.8	1	+484	-48100	225.5	1.005	5920	7.8
+ 30	- 6900	34.4	1.115	1260	5.0	3	+516	- 6900	34.4	1.09	1138	4.5	3	+098	-6900	36.2	1.052	1190	4.72
-327	- 2555	13.5	1.34	208	1.37	5	-1865	- 2555	13.5	1.131	176	1.1	5	+2420	-2555	19.0	1.108	178	1.13
-448	-1318	6.85	2.45	426	4.41	7	+ 734	- 1318	6.9	1.88	252	2.34	7	+ 998	-1318	8.2	1.341	179	1.60
-299	- 799	3.95	12.8	2010	23.9	9	- 662	- 799	3.9	30.1	3490	41.6	9	-2134	- 799	3.96	7.16	1125	13.4
-160	- 535	2.57	1.61	174	2.55	11	-1011	- 535	2.0	1.61	174	2.5	11	- 224	- 535	2.09	1.245	133	1.93

Spannungskurve spitz angenommen

e_g = 5530 sin nt − 2055 sin 3nt + 864 sin 5nt − 354 sin 7nt + 116 sin 9nt + 80 sin 11nt Volt

$\frac{1}{\nu^2 \cdot mC}$	$\left(\frac{1}{\nu^2 \cdot mC}\right)_1$	$(C)_1$	$\frac{e_1}{e_g}$	e_1	i_1	n	$\frac{1}{\nu^2 \cdot mC}$	$\left(\frac{1}{\nu^2 \cdot mC}\right)_1$	$(C)_1$	$\frac{e_1}{e_g}$	e_1	i_1	n	$\frac{1}{\nu^2 \cdot mC}$	$\left(\frac{1}{\nu^2 \cdot mC}\right)_1$	$(C)_1$	$\frac{e_1}{e_g}$	e_1	i_1
+253	-48100	224	1.0095	5080	7.48	1	+338	-48100	225	1.008	5580	7.35	1	+382	-48100	224.8	1.008	5580	7.35
-161	- 6900	34	1.126	2315	9.2	3	+ 13	- 6900	34.8	1.242	2555	10.1	3	+ 02	-6900	34.9	1.092	2245	8.21
- 15	-2555	12.1	1.546	1338	8.8	5	- 151	- 2555	12.5	1.481	1281	8.44	5	-287	- 2555	12.36	1.43	1238	8.14
+ 65	- 1318	6.46	2.78	994	9.2	7	- 152	- 1318	6.5	2.67	948	8.72	7	+62	- 1318	6.19	2.44	860	7.96
+ 76	- 799	3.95	8.55	993	11.6	9	+ 85	- 799	3.95	10.72	1247	14.82	9	+136	- 799	3.99	10.0	1160	13.8
- 65	- 535	2.64	3.03	251	3.64	11	- 11	- 535	2.62	1.072	138	2.0	11	+ 45	- 535	2.53	1.755	151	2.19

Gesamt-Spannung e_1 u. Gesamt-Strom i_1 gemäß obigen Verhältnißen

	Spannung sinusförmig						Spannung flach						Spannung spitz					
Induction B	5000		10000		13000		5000		10000		13000		5000		10000		13000	
	e_1	i_1	e_1	i_1	e_1	i_1	e_1	i_1	e_1	i_1	e_1	i_1	e_1	i_1	e_1	i_1	e_1	i_1
Tatsächl. Werte.	6055	7.99	6050	7.98	6045	7.96	6410	26.2	6983	42.6	6145	16.4	6440	21.3	6458	22.95	6305	21.4
m. äquival. Sinuslinien berechn. Werte	6050	7.98	6035	7.94	6020	7.92	6028	7.95	6035	7.94	6025	7.93	6050	7.98	6035	7.94	6010	7.91
Tatsächl. Werte bei Transf. m. Luftspalt annähernd berechnet.	5950	7.84	5950	7.84	5950	7.84	6008	11.7	6008	11.7	6008	11.7	6140	16.6	6140	16.6	6140	16.6

Einfluss leerlaufender Transformatoren auf Stromkreise mit Kapazität und Selbstinduktion.

nur darin, dass er nicht eisengeschlossen ist, sondern einen Luftspalt erhält. Dadurch kann, wenn der Spalt genügend gross ist, die Selbstinduktion „l“ und der Widerstand „r“ als annähernd konstant angesehen werden. Ich habe den Transformator für den vorliegenden Fall umgerechnet. Der Leerlaufstrom wird etwa viermal grösser bei einem Luftspalt von 3,2 mm, also $\cong 4 \times 3,6 = 14,4$ Amp. Erst dann kann r und l einigermassen konstant angenommen werden. Bei einem induktiven Spannungsabfall von 3 % primär wird dann $l \cong 0,006$ H. und bei einem Leerlaufverlust von 1 % wird $r_{eff} \cong 400\ \Omega$. Bei der Durchrechnung zeigte sich, dass die Grösse

$$\frac{r}{r^2 + m^2 l^2 n^2} \cong 2500 \,.\, 10^{-6}$$

sich nur sehr wenig änderte und andererseits $\frac{n \,.\, m l}{r^2 + n^2 m^2 l^2}$ verschwindend klein wurde. Die Gefahr der „reinen“ Resonanz ist beseitigt, da ein negativer Wert von r nun nicht mehr anzunehmen ist, obschon r, selbst bei obigem Luftspalt, immer noch nicht ganz konstant bleibt. Die Kabeltransformatoren haben anscheinend wenig Anklang gefunden, denn von einer weiteren Verbreitung derselben verlautet in der Litteratur nichts. Der Grund ist wohl darin zu suchen, dass einerseits die Kosten beträchtlich höher sind wegen des grösseren Kupferaufwandes, andererseits billigere Gegenmittel gefunden worden sind.

Verzerrung der Kurve durch Resonanz.

In Tafel II ist des weiteren interessant zu sehen, wie sehr die teilweise Resonanz die Kurvenform des Stromes und der Spannung verzerrt. Da ähnliches, wenn auch nicht in so hohem Masse, auch bei belastetem Transformator vorkommt, so sind die in der Litteratur häufig wiederkehrenden Bemerkungen, dass Synchronmotoren und Umformer im Anschluss an Kabelleitungen stark pendeln, wohl zu verstehen.

Mittel gegen Resonanz.

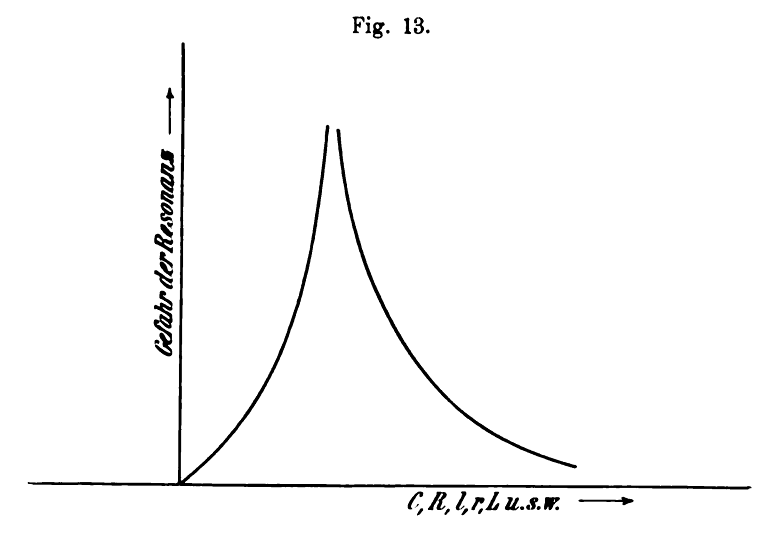
Kommen wir nun zu den Mitteln, die der Praxis zur Verfügung stehen, um die lästigen Erscheinungen der reinen und teilweisen Resonanz selbst oder ihre Folgen zu beseitigen. Tritt diese Erscheinung unerwartet im fertigen Betriebe auf, so hilft zunächst das Abschalten der resonanzerzeugenden Apparate oder, wenn dies nicht an-

gängig ist, eine Aenderung der Grössen C, R, l, r, L u. s. w., z. B. durch Parallelschalten von Drosselspulen; denn die Gefahr der Resonanz, dargestellt in Abhängigkeit von einer dieser Grössen, ergibt durchweg den untenstehenden Verlauf (Fig. 13). Eine kleine Aenderung einer dieser Grössen vermindert die Gefahr gleich ganz bedeutend. Ein Mittel zur Verhütung der Folgen reiner Resonanz sind die gewöhnlichen Strom- und die neueren Spannungssicherungen. Sie gewähren einen Schutz gegen die Beschädigungen der Anlage und zeigen die Gefahr rechtzeitig an.

Mittel zur Verhütung dieser Störungen von vornherein sind:

1. Niedere Periodenzahl. Tritt nämlich für $\nu = 50$ Spannungserhöhung ein für $n = 9$, so kann dieselbe bei $\nu = 25$ erst bei $n = 17$

Fig. 13.



oder 19 eintreten und ist dann bedeutend geringer, da die Grösse der siebzehnten Harmonischen in der Regel kaum den zehnten Teil der neunten beträgt.

2. Ersatz der „konzentrischen" Kabel durch „verseilte" oder durch Freileitung in allen Hochspannungsleitungen, welche Transformatoren enthalten, da die letzteren eine geringere Kapazität besitzen.

3. Erzeugung einer möglichst guten Sinusform der Spannung. Gegen reine Resonanz kann uns auch diese wegen der Rückwirkung des Stromes nicht schützen, doch gehört ein solcher Fall zweifellos zu den Seltenheiten, da eine auch nur ganz geringe Abweichung von der Bedingung der reinen Resonanz die Gefahr so gut wie beseitigt. Im gegebenen Falle mag es weniger darauf ankommen, ganz

reine Sinusform zu erzeugen, als darauf, die Gewissheit zu haben, dass diejenigen höheren Glieder, welche nach der Berechnung vorzugsweise spannungserhöhend wirken müssen, beseitigt werden. Im obigen Beispiel sehen wir ohne weiteres, dass die Gefahr stark vermindert wird, wenn die neunte Harmonische der Spannung vernichtet wird. Die spitze Spannungskurve ist hierbei nicht so günstig, da die Stromerhöhung fast für alle Harmonischen gleich gross ist. In diesem Falle müssten alle Oberwellen vernichtet, also die Kurve rein sinusförmig werden. Die Forderung der Beseitigung gewisser höherer Glieder legt es uns nahe, die Verhältnisse zu studieren, die uns gestatten, beim Entwurf der Maschine die Ausbildung der Harmonischen von vornherein zu bestimmen, natürlich innerhalb der Grenzen, die der praktische Aufbau der Maschine uns hier, wie bei allen derartigen Berechnungen, setzt.

Dieser Aufgabe ist der dritte Teil der vorliegenden Arbeit gewidmet. Wir werden darin sehen, dass es möglich ist, die Harmonischen der Spannung einer Wechselstrommaschine aus der Form des Feldes und aus konstruktiven Daten voraus zu bestimmen. Ich bemerke hierzu, dass auch schon Leblanc — aber auf andere Weise — die Grösse bestimmter harmonischer Glieder der E.M.K. aus den konstruktiven Daten der Maschine berechnet, doch ist eine konsequent durchgeführte Untersuchung mit den im folgenden abgeleiteten Koeffizienten bisher nicht vorhanden.

III. Teil.

Vorausbestimmung der Harmonischen.

Bei den folgenden Entwickelungen stützen wir uns zunächst auf eine Form des Feldes, wie sie auf Tafel III dargestellt ist. Diese oder doch ganz ähnliche Formen sind allgemein üblich, da sie den grossen Vorteil besitzen, das Material der Maschine zur Erzeugung der Spannung möglichst auszunützen. Ich habe unter Annahme verschiedener Verhältnisse

$$\frac{\text{Polbreite}}{\text{Polteilung}} \text{ oder umgekehrt } \frac{\text{Polteilung}}{\text{Polbreite}}$$

die höheren Harmonischen dieser Feldform bestimmt[1]) und sie in den auf Tafel III gezeichneten Kurven niedergelegt. Wollen wir für irgend

[1]) Siehe das Beispiel auf S. 460 u. f.



Vorausbestimmung der Harmonischen einer Wechselstrom E.M.K. aus der Form des Feldes u. aus konstruktiven Daten

Der Mittelwert der „E.M.K. pro Nut" $M(E_s)$ ist zu berechnen. Dann erhalte für untenstehende Feldform $\hat{E}_{sn} = K_{sn} \cdot M(E_s)$

$\hat{E}_{sn} = K_{sn} M(E_s)$ ist der Effectivwert der Harmonischen für die E.M.K. pro Nut. Sind mehr als eine Nut vorhanden so wird $\hat{E}_n = K_n \hat{E}_{sn} = K_n \cdot K_{sn} M(E_s)$. Hierbei ist K_n ein hinsichtlich der Feldform allgemein gültiger Faktor, während K_{sn} von der Feldform und dem Verhältniß $\frac{\tau_p}{b_p}$ abhängt. n = Ordnungszahl der Harmonischen.

Form des Feldes bzw. der einmaligen E.M.K. entsprechend untenstehender Polform

$\frac{\tau_p}{b_p} = \frac{\text{Polteilung}}{\text{Polbreite}}$

Der Faktor K_n ist hier nur für symetrische Wicklungen bestimmt d. h. für solche, bei denen die Nuten bzw. Drähte in gleichem Abstande auf dem Umfange des Ankers verteilt sind. p = Polzahl, z = Nuten (oder m. W. Draht) zahl pro Pol u. Phase

Speciell für Einphasenumformer

Einphasenmaschine $K_n = \frac{\sin 90n}{\sin 90n\frac{1}{z}}$

z	1	15	18	20	22	24	27	30
K_1	1	+9.58	+11.46	+12.79	+14,10	+15.35	+17.2	+19.1
K_3	1	+3.24	+3.86	+4,29	+4.74	+5.14	+5.77	+6.39
K_5	1	+2.00	+2.37	+2.61	+2.87	+3.11	+3.50	+3.87
K_7	1	+1.49	+1.75	+1.91	+2.09	+2.26	+2.53	+2.79
K_9	1	+1.24	+1.42	+1.54	+1.07	+1.76	+2.0	+2.2
K_{11}	1	+1.095	+1.22	+1.32	+1.415	+1.51	+1.68	+1.84

Zweiphasenmaschine $K_n = \frac{\sin 45n}{\sin 45n\frac{1}{z}}$

z	1	2	3	4	5	6	8	12
K_1	1	+1.85	+2.73	+3.63	+4.53	+5.41	+7.30	+10.8
K_3	1	+0.766	+1.00	+1.27	+1.56	+1.85	+2.44	+3.62
K_5	1	-0.766	-0.738	-0.85	-1.00	-1.16	-1.50	-2.20
K_7	1	-1.85	-0.73	-0.72	-0.79	-0.89	-1.12	-1.60
K_9	1	-1.85	+1.00	+0.72	+0.716	+0.765	+0.915	+1.27
K_{11}	1	-0.76	+2.73	+0.85	+0.716	+0.714	+0.801	-1.074

Dreiphasenmaschine $K_n = \frac{\sin 30n}{\sin 30n\frac{1}{z}}$

z	1	2	3	4	5	6	8	12
K_1	1	-1.93	+2.88	+3.83	+4.78	+5.74	+7.64	+11.45
K_3	1	+1.41	+2.00	+2.61	+3.23	+3.86	+5.05	+7.67
K_5	1	+0.517	+0.65	+0.821	+1.00	+1.18	+1.55	+2.31
K_7	1	-0.517	-0.577	-0.630	-0.748	-0.87	-1.13	-1.66
K_9	1	-1.41	-1.00	-1.03	-1.235	-1.42	-1.80	-2.00
K_{11}	1	-1.93	-0.532	-0.504	-0.547	-0.611	-0.76	-1.08

Beispiel
Einphasenumformer

Kraftlinienzahl pro Pol: $N = 4.10^6$
Gesamtdrahtzahl $z_d = 288$
Drahtzahl pro Nut $z_{dn} = 2$
Polzahl $p = 6$
Drahtzahl für $M(E_s) = p \cdot z_{dn} = 12 = z_s$
Nutenzahl pro Pol $z = \frac{288}{12} = 24$

$M(E_s) = 2\nu N (p \cdot z_{dn}) 10^{-8}$. Für den Umformer die Hälfte weil 2 parall. geschaltete Hälften also:

$M(E_s) = 50 \cdot 4.10^6 \cdot 12 \cdot 10^{-8} = 24$ Volt

$\frac{\tau_p}{b_p} = \frac{\text{Polteilung}}{\text{Polbreite}} = \frac{3}{2} = 1{,}5$ demgemäß auf Grund

a) nebenstehend. Feldform:
$\hat{E}_{s1} = +1.13 \cdot 24 = +27.7$
$_{s3} = +0.033 \cdot 24 = +0.79$
$_{s5} = +0.206 \cdot 24 = -4.94$
$_{s7} = -0.146 \cdot 24 = -3.51$
$_{s9} = -0.00 = -0.0$
$_{s11} = +0.063 \cdot 24 = +1.51$

b) d. Nutenzahl 24 p. Pol:
$\hat{E}_1 = +425.2$ — $\hat{E}_1^2 = 180600$
$_3 = +4.06$ — 16
$_5 = -15.35$ — 236
$_7 = -7.82$ — 63
$_9 = 0.0$ — 0
$_{11} = +2.28$ — 5
$\Sigma \hat{E}_n^2 = 180920$

$\sqrt{\Sigma \hat{E}_n^2} = 425.5 = \hat{E}_w$
$\hat{E}_g = \nu \cdot z_d \cdot N \cdot \frac{1}{p} 10^{-8} = 576$
$\frac{\hat{E}_g}{\hat{E}_w} = 1.335$

Zum Vergleich: Factor X nach Kapp = 1.40, nach obiger Rechnung = 1.435

Für unsymmetrische Wickelungen gilt die allgemeine Formel:
$K_n = \frac{\sin 90nz\sigma}{\sin 90n\sigma}$
$\sigma = \frac{\text{Nutenabstand}}{\text{Polteilung}}$

Beispiel
Dreiphasengenerator

Kraftlinienzahl pro Pol: $N = 4.10^6$
Gesamtdrahtzahl - Phase $z_d = 400$
Drahtzahl pro Nut $z_{dn} = 10$
Polzahl $p = 20$
Drahtzahl für $M(E_s) = p \cdot z_{dn} = 200 = z_s$
Nutenzahl pro Pol u. Phase $z = 2$

$M(E_s) = 2 \cdot 50 \cdot 200 \cdot 4.10^6 \cdot 10^{-8} = 800$ V.

$M(E) = 2 M(E_s) = 1600$ Volt

$\frac{\tau_p}{b_p} = \frac{\text{Polteilung}}{\text{Polbreite}} = 1.5$ demgemäß auf Grund:

a) nebenstehender Feldform:
$\hat{E}_{s1} = +1.13 \cdot 800 = +924$
$_{s3} = +0.033 \cdot 800 = +25.6$
$_{s5} = -0.206 \cdot 800 = -209$
$_{s7} = -0.146 \cdot 800 = -117$
$_{s9} = -0.005 \cdot 800 = -4$
$_{s11} = +0.063 \cdot 800 = +78$

b) d. Nutenzahl 2 pro Pol u. Phase:
$\hat{E}_1 = +1781$ — $\hat{E}_n^2 = 3175000$
$_3 = +36$ — 1308
$_5 = -108$ — 11680
$_7 = +60$ — 3650
$_9 = +6$ — 36
$_{11} = -152$ — 23200
$\Sigma \hat{E}_n^2 = 3214874$

$\hat{E} = \sqrt{\Sigma \hat{E}_n^2} = 1791$
$M(E) = 1600$
$f = \frac{\hat{E}}{M(E)} = 1.119$

Zum Vergleich: Factor X nach Kapp = 2.30, nach obiger Rechnung = 2.235

Vorausbestimmung der Harmonischen einer Wechselstrom-E.M.K. aus der Form des Feldes und aus konstruktiven Daten.

ein solches Verhältnis, z. B. $\frac{\tau_p}{b_p} = 1{,}5$, die Oberwellen erhalten, so errichten wir auf der Abscisse 1,5 eine Senkrechte und haben in den Schnittpunkten mit den entsprechenden Kurven die Effektivwerte derjenigen Spannung (in Einheiten ihres Mittelwertes), welche erzeugt werden würde, falls ein einziger Draht (bezw. mehrere Drähte, welche durch ihre Lage auf dem Anker als ein einziger aufgefasst werden können) mit konstanter Geschwindigkeit durch dieses Feld geführt werden würde. Diese E.M.K. nennen wir „E_0" oder allgemein für die n^{te} Harmonische „E_{0n}" und zwar erhalten wir:

$$E_{0n} = K_{0n} \,.\, M(E)_0.$$

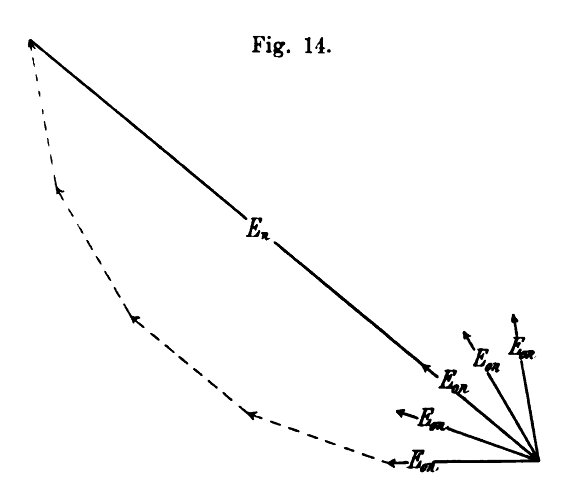
$M(E)_0$ kann ohne weiteres aus der bekannten Beziehung:

$$M(E)_0 = 2 \,.\, \nu \,.\, N \,.\, z_0 \,.\, 10^{-8}$$

berechnet werden. Hierbei ist natürlich zu beachten, dass z_0 die Anzahl derjenigen Drähte darstellt, die zusammen als ein einziger aufgefasst werden können, wie oben. K_{0n} erhalten wir als Schnittpunkt der Ordinate mit den Kurven. Ueber die Art der Bestimmung der Oberwellen werde ich am Schlusse noch eine Bemerkung anfügen. Dass wir hier von den Harmonischen des Feldes ohne weiteres auf diejenigen der E.M.K. „E_{0n}" kommen, ist deshalb möglich, weil beim Hindurchführen eines einzigen Drahtes bezw. z_0 durch ein Feld die erzeugte E.M.K. die Form des Feldes annehmen muss, wenn die Geschwindigkeit konstant ist, denn „E" ist dann in jedem Moment proportional der Feldstärke nach dem Biot-Savartschen Gesetz. Allerdings muss noch vorausgesetzt werden, dass z_0 senkrecht durch das Feld geführt wird, was durchweg der Fall ist. Aus obigem geht hervor, dass die E.M.K. einer einnutigen Maschine praktisch die Form des Feldes haben muss. Diese Form zu bestimmen, ist bei dem nachstehenden Verfahren von Bedeutung, und mag deshalb gleich bemerkt werden, dass wir sie auch noch auf andere Weise bestimmen können, z. B. durch Aufnahme des Kommutatordiagrammes eines Gleichstromankers oder auf ballistischem Wege durch Einlegen von Metallstäben in den Luftraum (nur bei glatten Ankern anzuwenden) oder durch Anbringung einer dünnen Hilfswickelung, die als z_0 gelten kann, und Bestimmung von deren E.M.K.-Kurve mittels der Joubertschen Scheibe oder eines ähnlichen Apparates. Sind mehrere Nuten pro Spulenseite vorhanden oder, allgemein gesagt, liegen mehrere z_0 nebeneinander, die hintereinander geschaltet sind, so weicht die Kurve der E.M.K. mehr oder weniger von der Feldkurve ab; denn die in den

einzelnen z_0 erzeugten E_{0n} setzen sich nicht mehr algebraisch, sondern geometrisch zusammen, und die Vektoren stehen um einen Winkel voneinander ab, der der Entfernung der einzelnen Nuten entspricht. Das Mass des Winkels finden wir, wenn wir die Polteilung $\tau_p = 180^0$ setzen (bei Wechselpolmaschinen), entsprechend einer halben Periode. Beträgt z. B. die Entfernung der Nuten $^1/_6$ der Polteilung, wie bei allen Dreiphasenmaschinen mit zwei Nuten pro Spulenseite, so setzen sich die einzelnen E_0 unter dem Winkel 30^0 zusammen, genau so, wie wir die Vektoren der Phasenspannungen um 120 (bezw. 60^0) zusammensetzen, um die verkettete Spannung zu erhalten. Sind 3, 4, 5 und mehr z_0 vorhanden, so setzen sich die Vektoren successive zusammen nach untenstehender Fig. 14. Da wir von Vektoren sprechen,

Fig. 14.

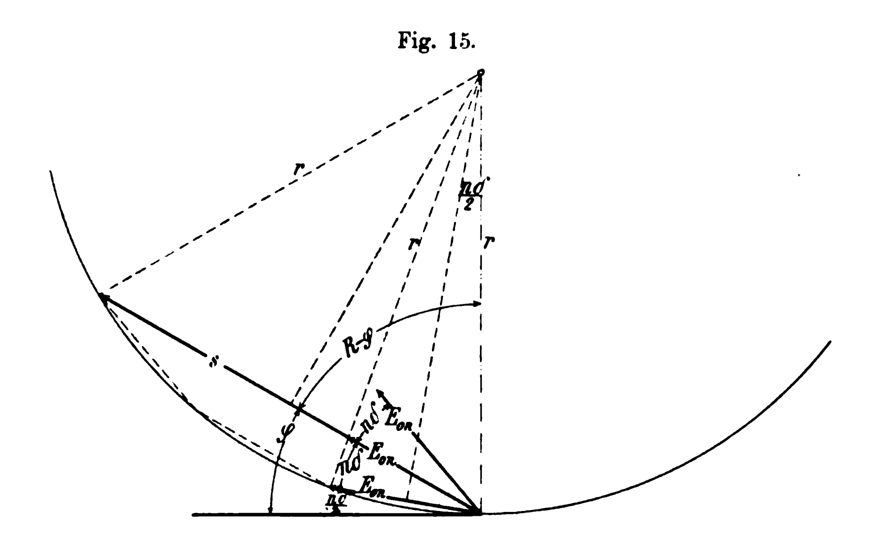


haben wir, wie immer, Sinuslinien vorausgesetzt und können nun, nachdem die Harmonischen der Feldkurve bezw. der E_0 bestimmt sind, für jede einzelne Harmonische diese Vektoren zusammensetzen und nachher zur resultierenden E.M.K. kombinieren. Damit ist das Prinzip der Vorherbestimmung der Harmonischen gegeben. Es handelt sich nur noch darum, einen einfachen Ausdruck für die resultierenden Vektoren zu finden in Grössen, die durch die Konstruktion gegeben sind. Hierbei gehen wir folgendermassen vor:

Die Entfernung der zu einer Phase einer Wechselstrommaschine gehörigen Nuten, in Winkelgraden gemessen, sei für die erste Harmonische $= \delta$; dann muss nach Früherem für die n^{te} Harmonische dieser Winkel $= n\,\delta$ sein, da die räumliche Entfernung der Nuten bleibt, aber in „n“mal kleinerem Massstab gemessen wird, denn eine

halbe Periode $= 180^0$ der n^{ten} Harmonischen ist „n“mal kleiner als bei der ersten. Für die Nutenentfernung in Winkelgraden gilt also der allgemeine Ausdruck $= n\,\delta$. In der nebenstehenden Fig. 15 bezeichnet E_{on} die E.M.K der n^{ten} Oberwelle pro z_0 der Spulenseite, s ist eine vorläufige Bezeichnung für den resultierenden Vektor, im vorliegenden Beispiel bei drei Nuten pro Spulenseite aus drei Vektoren

Fig. 15.



E_{on} hervorgehend. r ist der Radius des dem durch E_{on} und $n\,\delta$ bestimmten regelmässigen n-Eck umbeschriebenen Kreises. φ ist eine Uebergangsbezeichnung. Wir haben dann einfache geometrische Beziehungen:

$$r = \frac{E_{on}}{2 \sin \frac{n\,\delta}{2}},$$

$$s = 2\,r \cos (R - \varphi),$$

$$\varphi = z \,.\, \frac{n\,\delta}{2}.$$

Hierbei bedeutet z die Anzahl der z_0, also in den weitaus meisten Fällen die Anzahl der Nuten pro Spulenseite. Wir erhalten weiter:

$$s = 2\,r \sin z \,.\, \frac{n\,\delta}{2}.$$

Setzen wir hierin den Wert von r ein, so ist

$$s = E_{on} \cdot \frac{\sin n \frac{z\delta}{2}}{\sin n \cdot \frac{\delta}{2}}.$$

Bezeichnen wir die Entfernung der z_0 in Einheiten der Polteilung mit σ, so ist:

$$\sigma = \frac{\text{Nutenentfernung}}{\text{Polteilung}}$$

und dementsprechend wird:

$$\frac{\delta}{2} = 90\,\sigma$$

ausgedrückt in Winkelgraden; danach erhalten wir die ganz allgemeine Formel für die höheren Harmonischen der zu erwartenden E.M.K.:

$$s = E_n = E_{on}\,k_n = [M(E)_0\,k_{on}]\,k_n.$$

E_{on} kennen wir bereits aus Tafel III. Dagegen ist:

$$k_n = \frac{\sin 90\,n\,z\,\sigma}{\sin 90\,n\,\sigma} \text{[1]}.$$

Diese Formel ist in ihrer Allgemeinheit hauptsächlich anzuwenden bei Einphasenmaschinen mit mehreren Nuten pro Spulenseite. Sonst sind durchweg die z Wickelungselemente z_0 gleichmässig über den Umfang des Ankers verteilt. Hierzu gehören die Mehrphasenmaschinen und die Umformer. Bezeichnen wir die Anzahl Phasen mit α, so entfällt auf jede Polteilung im ganzen $\alpha\,z$ Wickelungselemente und es wird:

$$\sigma = \frac{\text{Nutenentfernung}}{\text{Polteilung}} = \frac{1}{\alpha\,z}.$$

Also wird bei symmetrisch verteilten Wickelungen

$$k_n = \frac{\sin 90\,n\,\frac{1}{\alpha}}{\sin 90\,n\,\frac{1}{\alpha\,z}}.$$

---

[1]) Am Schlusse meiner Arbeit angelangt, ersehe ich aus einer Kritik (E.T.Z. 1903, S. 120) des Buches „Beitrag zur Theorie und Untersuchung von mehrphasigen Asynchronmotoren" von **Bragstad**, dass dort ein identischer Koeffizient:

$$K = \frac{\sin m\,\frac{2\pi}{4\,p}}{S \sin m\,\frac{2\pi}{4\,p\,S}}$$

abgeleitet ist, wenn auch in anderer Form und für andere Zwecke.

Sehr einfach finden wir nun für die Mehrphasensysteme:

für das Zweiphasensystem

$$k_n = \frac{\sin 45\,n}{\sin 45\,n\,\frac{1}{z}},$$

für das Dreiphasensystem

$$k_n = \frac{\sin 30\,n}{\sin 30\,n\,\frac{1}{z}}$$

und für das symmetrisch verteilte Einphasensystem, also vornehmlich Anker mit Gleichstromwickelung (Einphasenumformer z. B.)

$$k_n = \frac{\sin 90\,n}{\sin 90\,n\,\frac{1}{z}}.$$

Betrachtung von Tafel III.

Ich habe für symmetrische Wickelungen in Tafel III die Koeffizienten k_n zusammengestellt für Ein-, Zwei- und Dreiphasensysteme. Beim Einphasensystem sind naturgemäss hauptsächlich Umformer im Auge gehalten, da die gewöhnlichen Einphasenwickelungen unsymmetrisch sind. Dadurch ergibt sich, dass z im allgemeinen ziemlich gross wird und demnach ist die Tabelle des k_n berechnet.

Wir wollen nun auf Grund der bisherigen Darlegungen die einzelnen Wickelungsarten für Wechselstrommaschinen durchgehen und zwar in der Reihenfolge, wie sie Kapp in seinen elektromechanischen Konstruktionen bringt.

1. „Glatter Anker" oder „Glatte Wickelung". Jede Spulenseite bildet ein abgeschlossenes Ganze und nimmt einen gewissen Raum auf dem Umfang ein; daher ist $\sigma \cong 0$. In der Formel

$$k_n = \frac{\sin 90\,n\,z\,\sigma}{\sin 90\,n\,\sigma}$$

wird dann der Zähler und der Nenner annähernd gleichzeitig $= 0$, so dass

$$k_n \cong 1$$

und also:

$$E_n \cong E_{on},$$

d. h. die E.M.K. hat annähernd die Form des Feldes. Diese Thatsache ist schon längst bekannt.

2. Lochwickelung: z ist gleich der Anzahl der Löcher pro Polteilung und Phase und

$$\sigma = \frac{\text{Lochabstand}}{\text{Polteilung}}.$$

3. Zackenwickelung: Hierbei stehen die Drähte nicht mehr senkrecht zum Felde und sind die Koeffizienten nicht ohne weiteres anwendbar. Infolge der eigenartigen Anordnung der Drähte gegenüber den Polen wird die E.M.K. fast sinusförmig werden. Es ist $z = 1$ und $k \cong 1$.

4. Stabwickelung: Diese ist durchweg eine gleichmässig verteilte Wickelung mit Nuten und es gilt die oben hierfür abgeleitete Formel. Es ist:

$$\sigma = \frac{\text{Nutenabstand}}{\text{Polteilung}}.$$

$$z = \text{Nutenzahl pro Polteilung und Phase.}$$

a) Geschlossene Wickelung: Genau wie bei Gleichstrom. Verwendungsgebiet hauptsächlich Umformer.

b) Schleichende Stabwickelung: Da auch hier die Wickelung über den Ankerumfang gleichmässig verteilt ist, so gilt dieselbe Formel auch hier.

5. Ausserdem gelten die Formeln für symmetrische Wickelungen auch für „schleichende Spulenwickelungen" und bei Mehrphasensystemen auch für Wickelungen mit langen oder kurzen Spulen, da die Mitte sämtlicher unter einem Pol liegenden „z_0" (Stäbe, Drahtbündel, Nuten oder Löcher) von der Mitte der unter dem nächsten Pol liegenden um genau die Polteilung entfernt liegt.

Bestimmung der Harmonischen einer zur mittleren Ordinate symmetrischen Kurve.

Des weiteren erklären sich die auf Tafel III gegebenen Beispiele und Bezeichnungen von selbst. Ich möchte zum Schlusse nur noch eine einfache Methode zur Bestimmung der höheren Harmonischen einer zur mittleren Ordinate symmetrischen Kurve — als solche können wir alle gewöhnlichen Feld- und Spannungskurven betrachten — angeben. Das Verfahren beruht auf dem von Wedmore graphisch gegebenen Prinzipe, wie es von Geheimerat Prof. Dr. Kittler in seinen Vorlesungen schon seit Jahren angegeben wird, das von Fischer-Hinnen in E.T.Z. 1902 auf eine sehr einfache analytische Methode zurückgeführt wird. Ich habe an der Methode nichts geändert, sondern nur die mechanische Arbeit auf das äusserste beschränkt, so dass es mir

möglich war, die zwölf ersten Glieder der Fourierschen Reihe (also bis n = 23) in einer halben Stunde zu bestimmen. In den meisten Fällen genügt die Bestimmung bis zur dreiundzwanzigsten Harmonischen vollständig; ob sie genügt oder nicht sehen wir einesteils an der prozentualen Grösse der letzten Glieder (n = 19, 21, 23), andernteils ergibt dies die nachher erwähnte Kontrolle des Effektivwertes. Ich gebe die Methode nur hinsichtlich ihrer mechanischen Anwendung, da der Beweis in E.T.Z. 1902 ja schon erbracht ist.

Bestimmung der Feldkurve.

Wollen wir die Feldkurve einer Wechselstrommaschine z. B. aufzeichnen, so können wir experimentell vorgehen, wie ich früher erläutert habe oder aber auch mit genügender Genauigkeit analytisch. Bei den landläufigen Typen dieser Maschinen kann die Feldstärke umgekehrt proportional der Länge des Luftspaltes gesetzt werden. Nur unter den Polkanten, wo die Streuung beginnt, ist das Feld entweder nach dem Gefühl oder z. B. wie Kapp in seinen „Elektromechanischen Konstruktionen" angibt zu bestimmen[1]).

Ich bin der Ansicht, dass im allgemeinen der Uebergang an den Polecken für vorliegenden Fall mit genügender Genauigkeit nach dem Gefühl bestimmt werden kann, wenn keine aussergewöhnliche Konstruktion vorliegt, wie wir sie z. B. nachher besprechen werden.

Die Form des Feldes braucht man nur nach Art der Kommutatordiagramme aufzuzeichnen und zwar für eine halbe Polteilung, da die andere ja symmetrisch ist. Wir wollen die halbe Polteilung (= 90° elektrodynamisch gemessen) auf dem Millimeterpapier = 60 mm setzen. Nach der Aufzeichnung der Kurve thut man in den meisten Fällen gut, sich von Millimeter zu Millimeter die zugehörigen Ordinaten aufzuschreiben und zwar aus folgenden Gründen: 1. Bei der Berechnung der höheren Harmonischen erhalten wir sehr kleine Werte aus der Differenz sehr grosser Zahlen. Diese grossen Zahlen müssen also sehr genau abgelesen werden. Beim Ablesen aus der Kurve gehen aber gar zu leicht verschiedene Werte ein, wenn man denselben Wert zwei- oder mehrmals abliest. Das verhütet die Aufzeichnung der einzelnen Werte. (Wenn auch nicht ganz, da man meist interpolieren muss.) Abgesehen davon ist es viel bequemer und sicherer, die einzelnen Ordinaten vom Papier abzulesen, als aus der Kurve zu ent-

[1]) Noch eingehender finden wir die Feldkurve behandelt in Arnolds bekanntem Werke „Die Gleichstrommaschine".

nehmen. 2. Man hat nachher eine Kontrolle vorzunehmen, indem man den Effektivwert der Spannung z. B. aus:

$$\hat{e} = \sqrt{\Sigma\, \hat{e}_n^{\,2}}$$

bestimmt und direkt aus:

$$\hat{e} = \sqrt{\frac{1}{T}\, \Sigma\, e_t^{\,2}\, dt.}$$

Hierbei ist dann für $dt = 1$ mm zu nehmen und die einzelnen e_t sind die auf dem Papier aufgezeichneten Ordinaten. Diese Kontrolle habe ich stets durchgeführt und als unbedingt notwendig empfunden. Die erzielte Genauigkeit betrug durchweg 99%.

Wir beginnen mit dem höchsten Werte von n, also hier mit $n = 23$, und haben einfach die zu folgenden Abscissen gehörigen Ordinaten zu addieren bezw. zu subtrahieren; z. B. haben wir für die dreiundzwanzigste Harmonische folgendes vorzunehmen: Wir schreiben die zu den Abscissen:

$$x_1 = 2{,}61—13{,}03—23{,}45—33{,}89—44{,}31—54{,}71 \text{ mm}$$

gehörigen Ordinaten untereinander und addieren sie. Dann schreiben wir ebenso die zu den Abscissen:

$$x_2 = 7{,}71—18{,}31—28{,}61—39{,}11—49{,}51 \text{ mm}$$

gehörigen Ordinaten untereinander und addieren sie auch. Dann subtrahieren wir die zweite Summe von der ersten und multiplizieren die Differenz mit 2. Von dem übrigbleibenden ziehen wir (für $n = 23 — 19 — 15 — 11 — 7 — 3$) ab die zur mittleren Abscisse $x_m = 60$ mm gehörige Ordinate und teilen den Rest durch die Ordnungszahl der Harmonischen $n = 23$. Diesen Vorgang stelle ich symbolisch so dar:

$$h_n = \frac{2\,(\Sigma\, y_{x_1} - \Sigma\, y_{x_2}) \pm y_{xm}}{n}.$$

Hierbei bedeuten x_1 und x_2 und x_m, die im folgenden gegebenen Grössen. (Siehe nebenstehende Tabelle.) y_{xm} ist abzuziehen für die oben schon angegebenen Werte von n, zu addieren für die übrigen Werte. Nun ist zu beachten, dass die niederen Harmonischen einer Korrektion bedürfen; denn in den so bestimmten n^{ten} Harmonischen sind noch die $3n^{te}$, $5n^{te}$, $7n^{te}$ u. s. w. enthalten. Während wir nun z. B. annehmen können, dass die neunte Harmonische im allgemeinen schon genau genug bestimmt ist, d. h. dass die 3 . 9. = 27. kein nennenswertes Korrektionsglied mehr bildet, korrigieren wir die siebte, fünfte, dritte Harmonische mittels der einundzwanzigsten, fünfzehnten und

$$n = 23:\quad \left.\begin{array}{l} x_1 = 2{,}61-13{,}03-23{,}45-33{,}89-44{,}31-54{,}71 \\ x_2 = 7{,}71-18{,}31-28{,}61-39{,}11-49{,}51 \end{array}\right\} x_m = 60$$

$$n = 21:\quad \left.\begin{array}{l} x_1 = 2{,}86-14{,}29-25{,}70-37{,}13-48{,}56 \\ x_2 = 8{,}57-20{,}0\ -31{,}43-42{,}85-54{,}28 \end{array}\right\} x_m = 60$$

$$n = 19:\quad \left.\begin{array}{l} x_1 = 3{,}16-15{,}79-28{,}42-41{,}05-53{,}68 \\ x_2 = 9{,}46-22{,}09-34{,}72-47{,}35 \end{array}\right\} x_m = 60$$

$$n = 17:\quad \left.\begin{array}{l} x_1 = 3{,}53-17{,}64-31{,}76-45{,}88 \\ x_2 = 10{,}62-24{,}73-38{,}85-52{,}96 \end{array}\right\} x_m = 60$$

$$n = 15:\quad \left.\begin{array}{l} x_1 = 4-20-36-52 \\ x_2 = 12-28-44 \end{array}\right\} x_m = 60$$

$$n = 13:\quad \left.\begin{array}{l} x_1 = 4{.}6-23{,}08-41{,}56 \\ x_2 = 14{,}0-32{,}6\ -50{,}6 \end{array}\right\} x_m = 60$$

$$n = 11:\quad \left.\begin{array}{l} x_1 = 5{,}45-27{,}27-49{,}08 \\ x_2 = 16{,}36-38{,}18 \end{array}\right\} x_m = 60$$

$$n = 9:\quad \left.\begin{array}{l} x_1 = 6{,}67-33{,}34 \\ x_2 = 20{,}0\ -46{,}6 \end{array}\right\} x_m = 60$$

$$n = 7:\quad \left.\begin{array}{l} x_1 = 8{,}57-42{,}85 \\ x_2 = 25{,}72 \end{array}\right\} x_m = 60$$

$$n = 5:\quad \left.\begin{array}{l} x_1 = 12 \\ x_2 = 36 \end{array}\right\} x_m = 60$$

$$n = 3:\quad \left.\begin{array}{l} x_1 = 20 \\ x_2 = 0 \end{array}\right\} x_m = 60$$

$$n = 1:\quad x_1 = x_2 = 0 \ \{\ x_m = 60$$

neunten. Es wird dann das genaue h_3, das wir mit h_3' bezeichnen wollen zu:

$$h_3' = h_3 + h_9 - h_{15} + h_{21} - \ldots + \ldots$$

wobei die Glieder auf der rechten Seite wie vorher bestimmt sind. Ebenso wird:

$$h_5' = h_5 + h_{15} - \ldots + \ldots$$
$$h_7' = h_7 + h_{21} - \ldots + \ldots$$

Sobald wir also von $n = 23$ ausgehend bei $n = 7$ angekommen sind, bringen wir die Korrektion sofort an. Die erste Harmonische erhalten wir desgleichen zu:

$$h_1' = h_1 + h_3' - h_5' + h_7' - h_9 + h_{11} - \ldots + \ldots$$

Beispiel zur Bestimmung der Harmonischen.

Im folgenden wende ich diese Methode auf eine Feldkurve an, die an einer Gleichstrommaschine von Oerlikon im elektrotechnischen Institut der technischen Hochschule Darmstadt mittels Kommutatordiagrammes aufgenommen wurde. Die Polschuhe bestehen aus Blechen

von nachstehender Form (Fig. 16) und zwar ist der Ansatz a einmal nach rechts und einmal nach links gewendet, so dass die aufgezeichnete Form der Polschuhe daraus hervorgeht. Wir sehen, dass das ent-

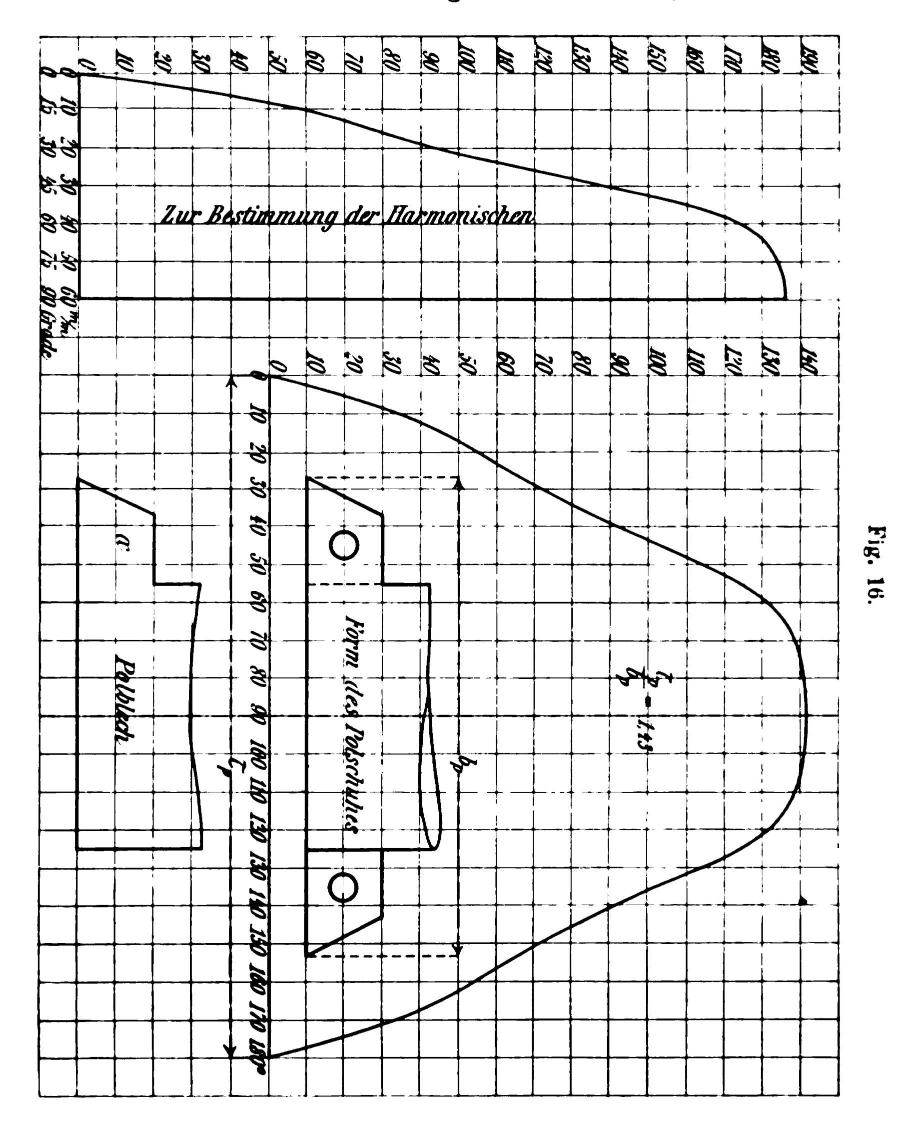


Fig. 16.

sprechende Feld ziemlich sinusförmig ist. An den Seiten enthält es eine kleine Einbuchtung, die auf das Vorhandensein eines Stiftes zum Festhalten bezw. Zusammenpressen der Bleche zurückzuführen ist. Zugleich ist es ein Beispiel einer Feldkurve, die schwerlich rechnerisch voraus-

bestimmt werden könnte. Aus nachstehender Ausführung zeigt sich, wie zu erwarten war, dass die höheren Harmonischen nur sehr gering ausgebildet sind und zwar beträgt die maximale siebte Harmonische 5,73% der ersten.

n = 23

17,0	50,0
72,5	90,0
108,5	131,0
154,0	171,8
180,5	183.5
185.0	93,0
+ 717,5	— 719,3
	717,5
	— 1,8

— 1,8 × 2 = — 3.6 : 23 = — 0,16

n = 21

19,0	54,5
77,4	96,0
118,0	144,0
166,0	179,0
183,0	185,0
93,0	
+ 656,4	— 658,5
	656,4
	— 2,1

— 2,1 × 2 = 4,2 : 21 = — 0,2

n = 19

22,0	59,0
82,0	102,5
130,5	157,4
176,0	182,4
185,0	93,0
+ 595,5	— 594,4
594,4	
+ 1,1	

+ 1,1 × 2 = 2,2 : 19 = + 0,1

n = 17

24,3	63,8
88,1	113,7
145,5	171,3
181,8	184,9
93,0	
+ 532,7	— 533,7
	532,7
	— 1,0

— 1,0 × 2 = 2,0 : 19 = — 0,1

n = 15

28,2	69,2
96,0	128,5
162,5	180,2
184,4	93,0
+ 471,1	— 470,9
470,9	
+ 0,2	

+ 0,2 × 2 = 0,4 : 15 = + 0,03

n = 13

31,0	76,2
107,1	149,0
177,3	184,0
93,0	
408,4	409,2
	408,4
	— 0,8

— 0,8 × 2 = — 1,6 : 13 = — 0,12

n = 11

124,8	84,0
37,2	169,3
183.2	93,9
+ 345,2	— 346,3
	345,2
	— 1,1

— 1,1 × 2 = — 2,2 : 11 = — 0,1

n = 9

45,0	96,0
152,5	182,0
93,0	
+ 290,5	— 278,0
278,0	
+ 12,5	

+ 12,5 × 2 = + 25,0 : 9 = + 2,77

n = 7	n = 5	n = 3
72,5 118,0	69,5 162,5	+ 96 − 93
179,0 93	93,0	93
+ 251,5 − 211,0	+ 162,5 − 162,5	+ 3
211,0	= 0	+ 3 × 2 = + 6 : 3 = 2,0
+ 40,5	0 + 0,03	+ 2,0 + 2,77 − 0,03 − 0,2
+ 40,5 × 2 = + 81 : 7	= + 0,03	= + 4,54
= + 11,57 − 0,2		
= + 11,37		

n = 1

$$+186 + (+4{,}54) - (+0{,}03) + (+11{,}37) - (+2{,}77) + (-1{,}1) - (-0{,}12) + (+0{,}03) - (-0{,}1) + (+0{,}1) - (-0{,}2) + (-0{,}16) = +198{,}40.$$

Bemerkung: Die Zahl 93, welche in jeder Kolumne wiederkehrt ist gleich $\frac{y_{x_m}}{2}$, wie sich leicht erklärt.

Zusammenstellung:

h_1	= + 198,40	= + 100 %	h_{13}	= − 0,12	= − 0,06 %
h_3	= + 4,54	= + 2,28 „	h_{15}	= + 0,03	= + 0,02 „
h_5	= 0,03	= 0,03 „	h_{17}	= − 0,1	= − 0,05 „
h_7	= + 11,37	= + 5,73 „	h_{19}	= + 0,1	= + 0,05 „
h_9	= + 2,77	= + 1,39 „	h_{21}	= − 0,2	= − 0,1 „
h_{11}	= − 1,1	= − 0,55 „	h_{23}	= + 0,16	= + 0,08 „

Würden wir diese Form des Feldes bezw. der Pole bei einer Dreiphasenmaschine mit zwei Nuten pro Spulenseite anwenden, so reduzierte sich, wie wir aus den entsprechenden Faktoren k_n ersehen, die maximale siebte Harmonische von 5,73 % auf etwa 1,5 % der ersten und die Kurvenform würde also schon bei z = 2 praktisch sinusförmig werden. Wir sehen hier, wie angenehm es ist, zu wissen, welche der Harmonischen und in welchem Masse dieselbe verschwindet.

Was die Berechnung der Harmonischen von nicht zur mittleren Ordinate symmetrischen Kurven betrifft, so geschieht sie im Prinzipe so wie oben, erfordert aber bedeutend mehr mechanische Arbeit, da wir stets die halbe Periode vollständig in Betracht ziehen müssen. Bei einiger Uebung ist es möglich, sie in zwei Stunden etwa zu bestimmen nebst der notwendigen Kontrolle.

Ueber wahre und scheinbare Abweichungen vom Ohmschen Gesetz.

Von

Dr. **Erich Marx** in Leipzig.

Mit 3 Abbildungen.

(Probevortrag vor der Philosophischen Fakultät der Universität Leipzig, gehalten am 20. Mai 1903.)

Ohm ist empirisch zu der Erkenntnis gekommen, dass bei festen Leitern die Stromstärken proportional den elektromotorischen Kräften eines Stromkreises wachsen. — Die direkt messbaren und vergleichbaren Grössen sind stets nur die Stromstärken J und die Spannungen E, und der Widerstand ist definiert als der Quotient $\frac{E}{J}$ oder auch durch den Differentialquotient $\frac{dE}{dJ}$, so dass $W = \frac{E}{J} = \frac{dE}{dJ} = \text{konst.}$ ist, wenn das Ohmsche Gesetz besteht. Man kann demnach nur dann vom Ohmschen Widerstand sprechen, wenn die Intensität des Stromes in jedem Moment proportional der in diesem Moment wirkenden elektromotorischen Kraft ist. — Worin also auch die Strömung bestehen mag, solange das Ohmsche Gesetz besteht, kann die Strömung keine Trägheit besitzen, denn sonst wäre die Stromintensität nicht durch die augenblicklich herrschende Kraft bestimmt.

Nach dieser Einleitung definieren wir: Alle Abweichungen vom Ohmschen Gesetze, die durch das Auftreten von Beschleunigungen verursacht sind, die also eine kinetische Energie der Strömung erkennen lassen, als „wahre Abweichungen“. Solche Abweichungen aber, deren Grund nicht in veränderten Bewegungsgesetzen der Strömung beruht, als „scheinbare Abweichungen“.

Zunächst möge die Stromleitung in solchen Fällen betrachtet werden, in denen der Mechanismus des Vorgangs bekannt ist. Dies

ist der Fall beim Durchgang der Elektrizität durch Flüssigkeiten oder durch Gase. Wir wissen in beiden Fällen, dass hier die Elektrizitätsleitung durch die Bewegung geladener Massenteilchen, sogenannter Ionen, zu erklären ist, womit jedoch nicht gesagt sein soll, dass die Ionen des Gases stets identisch sind mit den Ionen, die aus dem gleichen Stammmolekül in der Lösung entstehen. In beiden Fällen, in der Flüssigkeit wie im Gase, liegt ein sogenanntes bewegliches Gleichgewicht vor, das darin besteht, dass in jedem Moment die Zahl der pro Sekunde erzeugten Ionen (respektive die äquivalente Elektrizitätsmenge) gleich der durch Rekombination verschwindenden Ionenmenge ist. In Gasen kann ein solcher Gleichgewichtszustand durch Bestrahlung mit Röntgenstrahlen erzeugt werden, im Elektrolyt erfolgt er spontan. Im einfachsten Fall, dem Zerfall eines Moleküls in zwei einwertige Ionen von der Konzentration n, mögen q Ionen pro Sekunde entstehen, während αn^2 Ionen pro Sekunde verschwinden. Alsdann lautet die Gleichgewichtsbedingung

$$0 = q - \alpha n^2 \quad \quad (1)$$

Wenn nun das Volumen des dissociierten Gases von einem elektrischen Strome J durchflossen wird, so werden durch diesen pro Sekunde J Ionen zerstört, und es lautet die Gleichgewichtsbedingung

$$0 = \int q \, d v - \alpha \int n^2 \, d v - J \quad \quad (2)$$

wobei die Integrale über den ganzen vom Strome durchflossenen Raum auszudehnen sind.

Da nun das erste Glied wenigstens sicher dann stets unabhängig von J ist, wenn das dissociierende Moment ausserhalb des Systems, das dissociiert wird, liegt, das zweite Glied aber stets positiv ist, so kann J nie grösser werden, als $\int q \, d v$, d. h. als die in der Sekunde im Volumen erzeugte Ionenmenge. Ist der Elektrodenquerschnitt F, die Entfernung der Elektroden l, so folgt

$$q \, l = \frac{J_{max.}}{F} \quad \quad (3)$$

d. h. der Strom nimmt um so mehr zu, je weiter man die Elektroden von einander entfernt. Das kann also offenbar als ein Widerspruch mit dem Ohmschen Gesetze erscheinen. Da aber trotz dieser Anomalität die Geschwindigkeit der Ionen an jeder Stelle gleich der an dieser Stelle wirkenden Kraft ist, so ist diese Abweichung vom Ohmschen Gesetz eine „scheinbare Abweichung".



Wäre die Reaktionsgeschwindigkeit im Elektrolyten nicht so ungeheuer gross, so würde man auch beim Elektrolyt gewiss diese scheinbare Abweichung, also Zunahme des Stromes mit wachsender Elektrodenentfernung beobachtet haben, wie sie ja beim Durchgang der Elektrizität durch Gase bekannt ist. Trotzdem wäre aber auch dann sicher keine wahre Abweichung von Ohms Gesetz beim Elektrolyt vorhanden, wie gross wir auch die E.M.K. nehmen, während sie bei Gasen nur dann nicht vorhanden ist, wenn die E.M.K., die den Strom erzeugt, klein genug genommen wird, um das Auftreten von Beschleunigungen der Massen zu vermeiden.

Beim Elektrolyt ist eben die Reibung der Ionen so ausserordentlich gross, dass die beschleunigende Wirkung der Kraft schon nach Zeiten abklingt, die sich dem experimentellen Nachweise entziehen. — Um zu charakterisieren, wie hier die Rechnung geführt wird, um die Grenze der Gültigkeit des Ohmschen Gesetzes für Elektrolyte zu bestimmen, ist nur nötig, die Bewegungsgleichung eines geladenen Massenpunktes in reibendem Mittel anzugeben. Ist m die Masse, ε die Ladung des Ions, das sich in Richtung der x Koordinate, unter der Kraft X in einem Mittel von der Reibungskonstante k bewegt, so ist

$$m \frac{d^2 x}{d t^2} = \varepsilon X - k v, \quad \ldots \ldots \quad (4)$$

wenn v die Geschwindigkeit des Ions ist.

Als Integral für v ergibt sich

$$v = \frac{\varepsilon X}{k} \left(1 - e^{-\frac{k}{m} t}\right) \quad \ldots \ldots \quad (5)$$

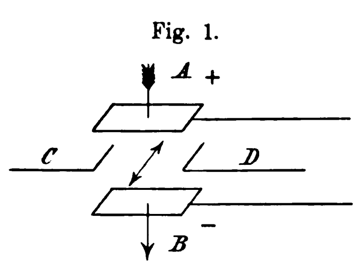
d. h. also die Strömungsgeschwindigkeit v ist nur dann der wirkenden Kraft direkt proportional, oder mit anderen Worten, Ohms Gesetz ist nur dann erfüllt, wenn der Exponentialfaktor klein gegen 1 ist.

Beim Elektrolyt ist $\frac{k}{m}$ bekannt; aus der Grösse desselben folgt, dass erst nach Zeiten von 10^{-14} Sekunden das Exponentialglied gegen 1 in Betracht kommt[1]). Es bleibt also auch bei den schnellsten Richtungswechseln der Kraft, etwa beim Durchgang Hertzscher Wellen durch den Elektrolyt, das Ohmsche Gesetz erfüllt. Dass dieser Forderung der Theorie wirklich genügt ist, das hat das Experiment völlig bestätigt.

[1]) E. Cohn, Wied. Ann. 38, 217 (1889).

Ganz anders ist die Reibung der Ionen, und somit der Gültigkeitsbereich des Ohmschen Gesetzes, in Gasen. Die Reibung, die das wandernde Ion hier erfährt, ist ausserordentlich viel geringer als in wässeriger Lösung. Sie nimmt in Gasen ausser mit abnehmendem Drucke, auch mit abnehmender Temperatur ab. Ist die Temperatur hoch, wie etwa bei Flammengasen, so kann die Reibung noch recht beträchtliche Grösse erreichen, und es lässt sich zeigen, dass in diesem Fall wahrscheinlich erst bei Gefällen von $\frac{2 \text{ Volt}}{\text{cm}}$ Beschleunigungen der Ionen auftreten [1]). Nicht diese verhältnismässig grossen Potentialgefälle allein, sondern noch verschiedene andere Gründe sind es, welche die Flammengase für das Studium der Abhängigkeit der Ionenbewegung von der wirkenden Kraft besonders wertvoll machen. So findet der Potentialfall in der Flamme hauptsächlich an den Elektroden selbst statt, und dadurch ist es leicht, an den Stellen des grössten Gefälles die Reibungsverhältnisse zu variieren. Es ist nur nötig, etwa eine Elektrode in kältere oder wärmere Teile der Flamme zu schieben und die Ionenbewegung ändert sich in weitesten Grenzen.

Fig. 1.



Wenn man nun zwei netzförmige Elektroden in die Flamme bringt, die durch ein Gebläse eine möglichst beträchtliche Steifigkeit erlangt hat, so kann man bei Stromdurchgang, etwa von A nach B (Fig. 1) zwei symmetrische, rechtwinklige Elektroden C, D äquipotential anbringen. Durch die Netzelektroden A, B wird aus der Gebläseflamme ein scharf begrenztes Flammenprisma herausgeschnitten.

Wird dieses nun von Magnetkraftlinien in Richtung des doppelspitzigen Pfeiles durchsetzt, so beobachtet man eine Verschiebung der äquipotentialen Stellen an den Sekundärelektroden. Diese ist dadurch hervorgebracht, dass das schneller wandernde Ion eine stärkere ponderomotorische Kraft bei Erregung des Feldes erleiden muss, als das langsamer wandernde.

Da beide Ionen nach der gleichen Seite, aber mit verschiedener Kraft abgelenkt werden, so muss in der Ablenkungsrichtung ein Ueberschuss der schnelleren Ionenart resultieren, also muss eine Potential-

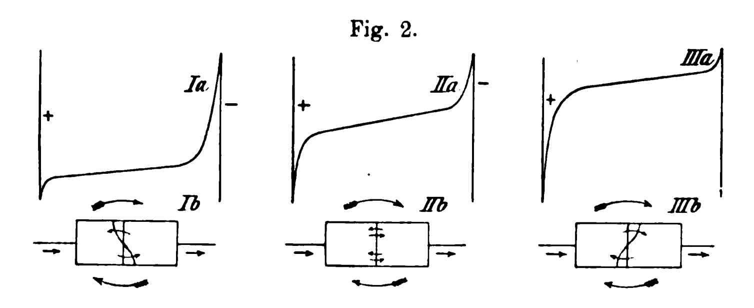
[1]) E. Marx, Drudes Ann. 2, S. 783 (1900).

differenz eintreten. Kennt man die Wanderungsgeschwindigkeiten, ist der Potentialfall zwischen den Elektroden bekannt, und nirgends grösser als $\frac{2 \text{ Volt}}{\text{cm}}$, und kennt man die Entfernung der Sekundärelektroden und die Stärke des Magnetfeldes, so lässt sich die bei Erregung des Feldes resultierende Potentialdifferenz berechnen. Das Gefälle zwischen den Primärelektroden verläuft nun, wie schon erwähnt wurde, nicht linear, sondern derart, dass der Hauptabfall des Potentials in unmittelbarer Nähe der Elektroden stattfindet.

Wie die Verhältnisse hier liegen, das möge Fig. 2, Ia erläutern, in welcher der Potentialfall eingetragen ist.

Nehmen wir die E.M.K. an den Elektroden so, dass an keiner Stelle der Kurve das Gefälle grösser als $\frac{2 \text{ Volt}}{\text{cm}}$ ist, so findet nirgends wahre Abweichung von Ohms Gesetz statt, und es findet wirklich

Fig. 2.



zwischen der bei Erregung des Magnetfeldes an den Sekundärelektroden beobachteten und der berechneten Potentialdifferenz nahezu Uebereinstimmung statt. Es möge die so resultierende Potentialdifferenz durch das Diagramm (Ib) angedeutet werden. — Wurde nun die Anode kälter gehalten, so wurde an ihr der Potentialfall steiler (IIa), und steigerte sich bei noch weiterer Abkühlung (IIIa). Wurde jetzt das Magnetfeld erregt, so zeigte sich, dass von Fall I über Fall II zu Fall III die resultierende Potentialdifferenz, durch 0 hindurch, das Vorzeichen gewechselt hatte. Die Ursache liegt darin, dass durch das eminent veränderte Potentialgefälle an der Anode (von I bis III) nunmehr die von ihr kommenden Kationen Beschleunigungen erleiden, die so gross sind, dass die positiven Ionen auch noch im Gebiete des linearen Gefälles sich schneller als die Anionen bewegen. — Hier konnten also die Grenzen zwischen scheinbarer und wahrer Abweichung vom Ohmschen Gesetz wirklich aufgesucht und

überschritten werden, durch einseitige Beschleunigung eines der beiden Stromträger, durch Verringerung der Reibung an der Elektrode[1]).

Gehen wir weiter in Richtung der Reibungsverringerung, so tritt mehr und mehr die Gültigkeit des Ohmschen Gesetzes zurück. — Kommt ausser der Verringerung der Temperatur noch eine solche des Druckes hinzu, so wird, schon beinahe unerwartet schnell, die Grenze erreicht, bei der nichts mehr von zerstörter kinetischer Energie zu merken ist, bei der der Boden des Ohmschen Gesetzes vollständig verlassen ist, bei der die Kraft sich wieder normal durch Beschleunigungen zu erkennen gibt. Schon beim Durchgang der Elektrizität durch das Kathodenvakuum, also einem noch keineswegs hohen Vakuum, ist dies erreicht. Die ganze potentielle Energie der Elektroden wird hier in kinetische Energie der Kathodenstrahlen quantitativ umgesetzt. Alle Zweifel, die anfänglich dagegen erhoben wurden, dass der Kathodenstrahlung überhaupt keine, noch in Rechnung zu ziehende Widerstände mehr im Kathodenvakuum entgegenwirken, und dass der Ansatz

$$\varepsilon \,.\, \Pi = \frac{m}{2} v^2 \quad \ldots\ldots\ldots \quad (6)$$

die Bewegung des Elektrons von der Ladung ε und Masse m vollständig darstelle, wenn Π die Potentialdifferenz, v die Geschwindigkeit ist, mussten an der Uebereinstimmung zwischen Beobachtung und Rechnung verstummen; denn jeder etwaige Widerstand, ganz gleich welcher Art, müsste bewirken, dass die beobachtete Ablenkbarkeit und die berechnete wesentlich differierte[2]).

So sind wir denn für den gasförmigen Aggregatzustand von der wirklichen Gültigkeit des Ohmschen Gesetzes zur scheinbaren Abweichung und von der scheinbaren zur wahren gekommen, und sind schliesslich dorthin gelangt, wo in der Bewegung der Elektrizität auch nichts mehr von der Grundlage von Ohms Gesetz zu bemerken ist, dorthin, wo die Kraft sich wieder normal in Beschleunigungen bethätigt. — Für Elektrolyte hatten wir in unseren Betrachtungen die Möglichkeit einer scheinbaren Abweichung erörtert und quantitativ die Grenzen der Gültigkeit der Grundlagen des Ohmschen Gesetzes diskutiert.

---

1) E. Marx, Drudes Ann. **2**, 827 (1900).

2) W. Kaufmann, Wied. Ann. **66**, S. 650 (1898).

Jetzt wenden wir uns festen Leitern, den Metallen zu. — Bei allen Betrachtungen über die Gültigkeit des Ohmschen Gesetzes, bei elektrolytischer und Gasleitung wurde als selbstverständlich angenommen, dass die E.M.K.e, die selbst erst durch den Strom geweckt werden, etwa die E.M.K. der Polarisation, den wirkenden äusseren E.M.K.en zuzuzählen sind. Analog sind natürlich bei veränderlichen Strömen die hierbei auftretenden E.M.K.e der Induktion und die durch die Kapazität bedingten E.M.K.e ebenfalls den äusseren E.M.K.en zuzuzählen. Man thut gut, diesen Gegenkräften gleich in der Formulierung des Ohmschen Gesetzes für Wechselstrom Ausdruck zu verleihen. Es wird deshalb bekanntlich die Widerstandsgrösse des Ohmschen Gesetzes für Gleichstrom so erweitert, dass sie nicht nur die für die Gegen-E.M.K. des Kreises bei Gleichstrom massgebliche Konstante w enthält, sondern auch die Konstanten berücksichtigt, welche die Gegen-E.M.K.e der Induktion und der Kapazität bei gegebener äusserer E.M.K. bestimmen. Die so erweiterten Formeln, die sich ja leicht aus dem Kirchhoffschen Gesetz, dass die Σ aller E.M.K.e im Kreise gleich der Summe der Produkte aus Stromstärken und Ohmschen Widerständen sind, ableiten, bezeichnet man als den Ausdruck des Ohmschen Gesetzes im Wechselstromkreis.

Ist die äussere E.M.K. harmonisch, und wechselt sie $\frac{\text{n mal}}{\text{Sek.}}$ ihr Zeichen und beträgt ihr Maximalwert E, so wird der Maximalwert des Stromes bei vorhandener Selbstinduktion und Kondensatorkapazität

$$J = \frac{E}{\sqrt{w^2 + \left(\frac{1}{c\,2\pi\,.\,n} - L\,.\,2\pi n\right)^2}}. \quad . \quad . \quad . \quad (7)$$

An Stelle des w ist also der Wurzelausdruck getreten, den man als Impediment bezeichnet. Ist kein Kondensator vorhanden, so ist $c = \infty$ und der Wurzelausdruck wird

$$J = \frac{E}{\sqrt{w^2 + L^2\,(2\pi n)^2}}, \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (8)$$

wo man alsdann den Wurzelausdruck als Impedanz zu bezeichnen pflegt.

Im Vorübergehen möge hier auf eine Anwendung hingewiesen werden zur Illustration der Wirksamkeit der Selbstinduktion. Ein Wechselstrom durchlaufe eine Zweigleitung (Fig. 3), in der auf der einen Seite w klein gegen L, auf der anderen L klein gegen w ist, und

wir regulieren w so lange, bis beiderseitig gleicher maximaler Strom fliesst, so folgt aus (8):

$$\text{I.} \quad J = \frac{E}{w},$$

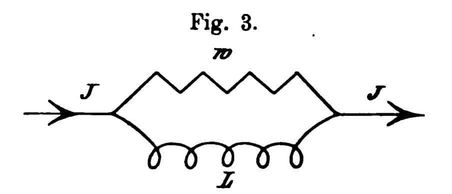
$$\text{II.} \quad J = \frac{E}{L \cdot 2\pi n}.$$

Also

$$2\pi n = \frac{w}{L}.$$

Man kann also einen Frequenzmesser erhalten, wenn man selbstinduktionslosen Ohmschen Widerstand, etwa einen Elektrolyten, parallel mit

Fig. 3.



einer metallischen Selbstinduktion schaltet, eine Möglichkeit, die einmal in der unbegrenzten, oben diskutierten Gültigkeit des Ohmschen Gesetzes für Elektrolyte, dann im Ausdruck des Ohmschen Gesetzes für Wechselstromkreise beruht[1]).

Nach diesem Exkurs über die Gegenkräfte kehren wir wieder zu der Betrachtung des eigentlichen Ohmschen Widerstandes zurück. Es wurde bisher nur den durch den Wechselstrom geweckten Gegenkräften in der Widerstandsformel Ausdruck verliehen, ohne dass bisher die Frage diskutiert wurde, ob denn der eigentliche Ohmsche Widerstand, etwa der Widerstand eines Kupferdrahtes, sich gleich ergibt, wenn er das eine Mal mit Wechselstrom, das andere Mal mit Gleichstrom gemessen wird. Das Experiment zeigt nun, dass bei hoher Frequenz des verwendeten Wechselstromes der Widerstand, sagen wir eines 2 mm Kupferdrahtes, sich um etwa das 1000fache verschieden ergibt, als bei der Messung mit Gleichstrom. Der Grund für diese Widerstandsänderung liegt aber nur scheinbar in einem Unterschiede des spezifischen

---

[1]) C. F. Mandelstamm, Dissertation, Strassburg 1902, und E. Marx, Habilitationsschrift. Leipzig 1903. In beiden Arbeiten sind die Schwierigkeiten in der praktischen Verwertung des Prinzipes erörtert.

Widerstandes gegenüber langsamen und raschen Wechseln. Experimentell lässt sich zeigen, dass der spezifische Widerstand die gleiche Grösse in beiden Fällen behält, und dass der Unterschied bei den Messungen dadurch bedingt ist, dass die Stromlinien mit wachsender Frequenz mehr und mehr an die Peripherie des Drahtes gedrängt werden, so dass der in Rechnung zu ziehende Querschnitt nicht mehr der des Volldrahtes, sondern der einer Röhre von ausserordentlich geringer Wandstärke ist. Wie dick die Röhrenwand ist, lässt sich durch Amplitudenmessung der elektrischen Schwingungen, galvanisch verschieden überzogenen Drahtes feststellen, und ergibt sich zu etwa 0,01 mm bei Frequenzen, die Hertzschen Wellen entsprechen[1]).

Die Theorie dieser Erscheinung auf Grund der Maxwellschen Gleichungen zeigt sich hier in sehr schöner Uebereinstimmung mit dem Experiment, wie dies ja überall dort ist, wo die Maxwellschen Gleichungen bei einfach zu formulierenden Problemen ohne zu grosse Abweichungen von dem wirklichen Experiment sich auf Wellenprobleme anwenden lassen. Dies ist nun nicht möglich bei vielen komplizierten Problemen der Technik; hier wird die Verwendung der Maxwellschen Gleichungen sehr schwierig, und so rechnet man denn meist mit der alten Theorie, die ja, so lange man quasistationäre Stromverteilung hat, auch zu annähernd richtigen Werten führt.

Ein solches Beispiel aus der Technik wollen wir hier anführen, das insofern hierher gehört, als es zeigt, dass es unter Umständen möglich ist, Widerstandsverringerung eines Wechselstromkreises dadurch zu erreichen, dass man die Länge der Leitung um Tausende von Metern vergrössert, ein Beispiel, das also scheinbar dem Ohmschen Gesetz zu widersprechen scheint. Wenn man nämlich eine kontinuierlich über die Leitung verteilte Kapazität hat, so lässt sich zeigen, dass das Dämpfungsdekrement der längs der Leitung fortschreitenden Induktionswelle nicht mehr $\frac{W}{2L}$ ist, wie dies bei Wechselstromkreisen ohne kontinuierlich verteilte Kapazität der Fall ist, sondern annähernd durch $\frac{W}{2}\sqrt{\frac{C}{L}}$ dargestellt wird, wo W der Widerstand, C die Kapazität der Leitung und L die Selbstinduktion derselben ist. Es lässt sich also die Dämpfung verkleinern, der dämpfende Einfluss der kontinuierlich verteilten Kapazität kompensieren, wenn man die Selbstinduktion der Leitung vergrössert, etwa

[1]) v. Bjerknes, Wied. Ann. 48, S. 592 (1893).

durch Einschalten von Spulen. — Das war schon lange bekannt, aber nie geglückt, bis Pupin zum gewünschten Resultat dadurch kam, dass er die Spulen, diskret verteilt, in Entfernungen anbrachte, die klein sind gegenüber der Wellenlänge der fortschreitenden Induktionswelle. Im Einhalten der im wesentlichen quasistationären Verteilung, wohl kaum in der inneren Berechtigung der langen theoretischen Berechnung, mit Annahmen, die nicht entfernt dem Experiment gerecht werden, liegt wohl hier der schöne Erfolg, durch den es Pupin ermöglicht hat, überseeische Telephonverbindungen, wie etwa von Leipzig nach London, herzustellen.

Hier, wie in allen bei der metallischen Leitung bisher in das Diskussionsbereich gezogenen Fällen, ist nirgends das Fundament des Ohmschen Gesetzes, die in jedem Moment herrschende Proportionalität zwischen Strom und Kraft, verletzt. Auch haben alle darauf gerichteten Experimente, wahre Abweichungen vom Ohmschen Gesetz zu suchen, also eine Trägheit der im Metall bewegten Elektrizität nachzuweisen, zu negativem Ergebnis geführt, und gestatten besten Falls die Angabe einer, vielleicht durch die beschränkte Genauigkeit unserer Experimente bedingten, oberen Grenze der Grösse der kinetischen Energie bewegter Elektrizität.

Die Fragestellung selbst, ob es kinetische Energie bewegter Elektrizität in metallischen Drähten gibt, ist seiner Zeit von Helmholtz zum Gegenstand einer Preisaufgabe gemacht worden. Diese Frage ist identisch mit der nach den wahren Abweichungen vom Ohmschen Gesetz. Ein erster Versuch sie zu lösen, ist das Erstlingswerk von Heinrich Hertz[1]). Mit Hertz' Arbeit und Resultat haben wir uns also jetzt zu beschäftigen.

Gegeben ist ein einfacher Wechselstromkreis. Die Gleichung der E.M.K. desselben ist

$$i\,w = E - L \,.\, \frac{d\,i}{d\,t}.$$

Durch Multiplikation mit $i\,d\,t$ folgt die Gleichung

$$i^2\,w\,d\,t = E\,i\,d\,t - d\left(\frac{L}{2}\,i^2\right),$$

welche zeigt, dass das durch obige Gleichung gegebene Gesetz im Ein-

---

[1]) H. Hertz, Wied. Ann. **10**, 414 (1880). Ges. Werke I, S. 1.

klange steht mit dem Prinzipe von der Erhaltung der Energie, vorausgesetzt, dass die ganze Stromarbeit zur Produktion Jouleścher Wärme verwendet wird, d. h. dass das Ohmsche Gesetz streng erfüllt ist. — Wenn nun kinetische Energie der Strömung vorhanden ist, so ist diese dem Quadrat der Strömung proportional; bezeichnen wir mit $\frac{n}{2}$ den Proportionalitätsfaktor, so wird die Energiegleichung mit Berücksichtigung einer solchen kinetischen Energie nunmehr folgendermassen lauten:

$$i^2 w\, d t = E\, i\, d t - d\left(\frac{L}{2} i^2\right) - d\left(\frac{n}{2} i^2\right),$$

folglich wird alsdann

$$i\, w = E - (L + n)\frac{d\, i}{d\, t}.$$

Die einzige Aenderung, die eine träge Masse der Elektrizität in der Gleichung der E.M.K. des Kreises verursacht hat, besteht also in einer scheinbaren Vergrösserung des Selbstinduktionskoeffizienten. Nun ist die Grösse der Selbstinduktionskoeffizienten mit grosser Genauigkeit für einfache geometrische Gebilde zu berechnen; die Stärke der Extraströme, d. h. der allein durch die Selbstinduktion erzeugten Stromstösse, kann bei geeigneter Anordnung sehr genau gemessen werden; waren diese Intensitäten der Extraströme den Selbstinduktionskoeffizienten direkt proportional, so konnte der Einfluss einer Masse nicht nachgewiesen werden, und aus dem Genauigkeitsgrad der Messung konnte eine obere Grenze der möglichen Grösse des Koeffizienten $\frac{n}{2}$ gewonnen werden. $\frac{n}{2}$ ist der Koeffizient der als $\frac{n}{2} i^2$ angesetzten lebendigen Kraft der Strömung; der Zusammenhang dieses $\frac{n}{2}$ mit der wirklichen kinetischen Energie ergibt sich durch eine einfache hiervon unabhängige Betrachtung.

Es ist der Strom (wenn v die Geschwindigkeit der Elektrizität, λ die Anzahl der Elektrizitätsteilchen in Kubikmillimetern, q der Querschnitt ist)

$$i = v \,.\, q \,.\, \lambda$$

$$\text{I.} \quad v = \frac{i}{q \,.\, \lambda}.$$



Die gesamte bewegte Elektrizität hat die Masse

$$\text{II.} \quad m = \rho \,.\, q \,.\, l \lambda \text{ mg},$$

wenn ρ die Masse der Einheit der Elektrizität in Milligramm, l die Länge des Drahtes ist. Hieraus berechnet man die kinetische Energie, indem man $\frac{m}{2} v^2$ bildet, und es wird

$$\frac{1}{2} m v^2 = \frac{1}{2} \frac{l i^2}{q} \cdot \frac{\rho}{\lambda} = \frac{1}{2} \mu \frac{l i^2}{q},$$

wo $\frac{\rho}{\lambda} = \mu$ eine Konstante ist, die nur vom Material abhängt, n (in Milligr.-Millim.) ist die kinetische Energie der Strömung in einem Kubikmillimeter eines kupfernen Leiters, der von einem Strome von der elektromagnetischen Dichtigkeit 1 (im gleichen Mass wie oben) durchflossen wird. Vorhin wurde $n i^2 = k$ gesetzt, wenn k die kinetische Energie bedeutet.

Hier ergibt sich

$$\frac{1}{2} \mu \frac{l i^2}{q} = k.$$

Folglich ist der Zusammenhang zwischen μ und n

$$\mu = \frac{q n}{l}.$$

Hier ist also n die scheinbare Aenderung der Selbstinduktion, für welche die Versuche eine Grenze ergeben, q der Querschnitt, l die Länge des Leiters.

Für μ ergibt sich aus dem Unterschied zwischen berechneter und durch den Extrastrom gemessener Selbstinduktion, bei Berücksichtigung des Genauigkeitsgrades der Messung

$$\mu < 0{,}008 \text{ mg. mm}.$$

Dieser Berechnung liegt freilich die Hypothese zu Grunde, dass sich die Leitfähigkeiten der Metalle nicht wie die Dichtigkeiten der Elektrizitätseinheiten in ihnen verhalten, und da man hierüber nichts weiss, so war es sehr wünschenswert, eine Versuchsmethode zu ersinnen, die unabhängig ist von dieser Hypothese [1]).

[1]) Dass diese Hypothese in der That sehr wahrscheinlich nicht richtig ist, das ergibt sich aus den quantitativen Ergebnissen der modernen Elektronentheorien der metallischen Leitung. Der Haupterfolg dieser Theorien liegt in der quantitativen Berechnung des Verhältnisses von Wärme- und Elektrizitätsleitung aus kinetischen Ansätzen, die analog denen der elektrolytischen Leitung sind. Für

Hertz suchte diese Aufgabe in einer späteren Arbeit durch eine Art metallisches Gravitationselement zu lösen. Durch eine dünne Metallplatte wurde ein Strom geschickt; an zwei äquipotentiale Stellen wurde ein Nebenschluss gelegt und das ganze System in schnelle Rotation versetzt. Bewegte sich die Elektrizität mit träger Masse, so musste die Strömung aus der Richtung der Stromlinien seitlich abzuweichen streben, „aus derselben mechanischen Ursache, welche auf der rotierenden Erde die Passatwinde von der Richtung des Meridians abweichen lässt". Dann aber mussten sich die äquipotentialen Stellen verschieben und im Nebenschluss musste Strom fliessen. Der negative Ausfall des Experiments führte zur Erweiterung der oberen Grenze der kinetischen Energie der in einem Kubikmillimeter eines silbernen Leiters strömenden Elektrizität, wenn der Strom 1 (mg $^{1}/_{2}$ mm, $^{1}/_{2}$ sec^{-1}) den Leiter durchfliesst, auf

$$\mu < 0{,}0000185 \text{ mg} \frac{\text{mm}^2}{\text{sec}^2}.$$

Hiermit sind wir auch beim Metall zu dem gelangt, was wir bisher über die Grenze der Gültigkeit des Ohmschen Gesetzes wissen. Diese von Hertz angegebene obere Grenze, die freilich auch noch viel Hypothetisches in ihrer Berechnung [1]) enthält, ist wohl bisher nicht durch weitere Experimente erweitert worden.

Blicken wir zurück, so können wir sagen, dass wir im Elektrolyt das Eintreten wahrer Abweichung vom Ohmschen Ge-

---

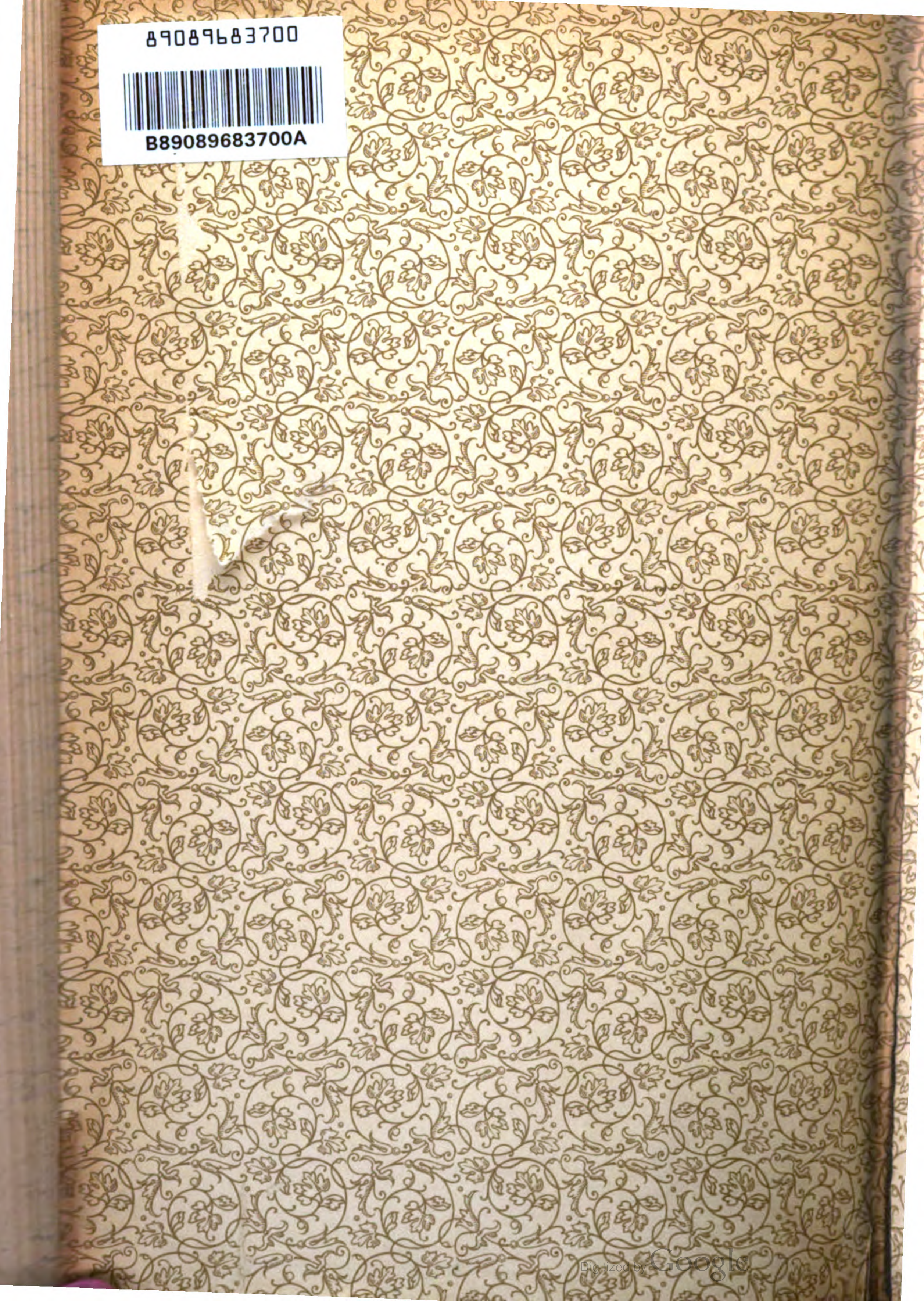
die Leitfähigkeit eines Metalles findet man aber dort direkte Proportionalität mit der Kernzahl (Zahl der Elektrizitätseinheiten). Drude, Elektronentheorie der Metalle. Drudes Annalen I, S. 576, 1900.

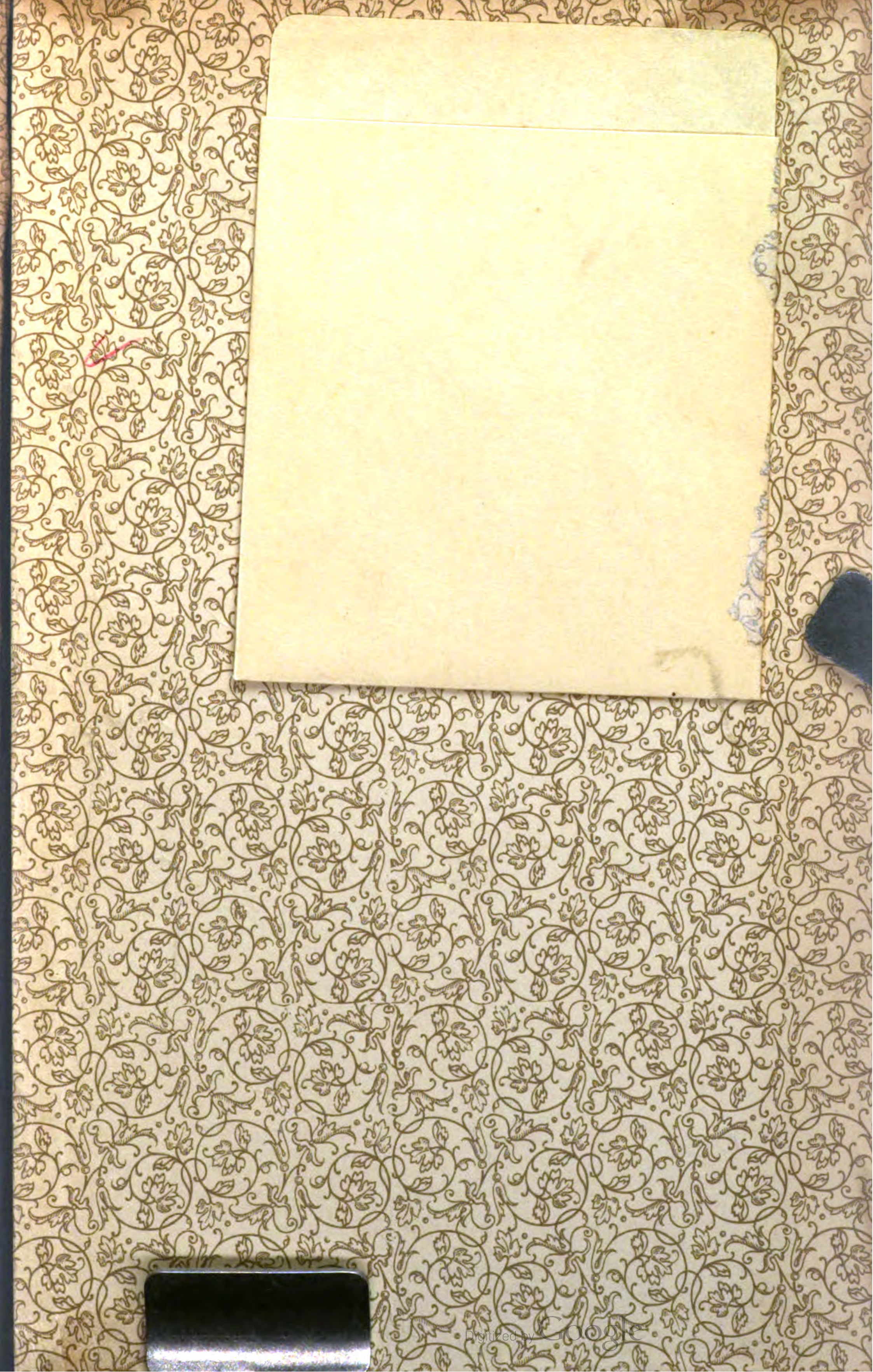
[1]) Bei Berechnung dieser Versuche wird von Hertz (Ges. Werke Bd. I, S. 152) die zentrifugale Beschleunigungskomponente ⊥ zur Bewegungsrichtung gleich 2 . m . v . w gesetzt, wenn v die translatorische Geschwindigkeit, w die rotatorische des Teilchens ist. Hertz hat demnach hier den mathematischen Ansatz für die Berechnung des Versuchs genau so gemacht, wie man ihn etwa im Falle der Berechnung des von ihm angezogenen Analogons der Abweichung der Passatwinde vom Meridian, oder etwa beim Foucaultschen Pendel macht. Das heisst, es wird die Rotationsgeschwindigkeit als sehr klein gegen die translatorische angenommen. Sollte diese Annahme, was ja sehr leicht möglich ist, im Metall nicht berechtigt sein, so würde hiedurch die Schätzung obiger Grenze hinfällig, denn dann muss die senkrechte Komponente der Zentrifugalkraft nach einem recht komplizierten, völlig anderen Ausdruck berechnet werden. Andererseits wenn Reibungswiderstände auftreten, wie beim Elektrolyt, so müssen für eine Schätzung der kinetischen Energie hier wie dort ganz andere Ansätze herangezogen werden.

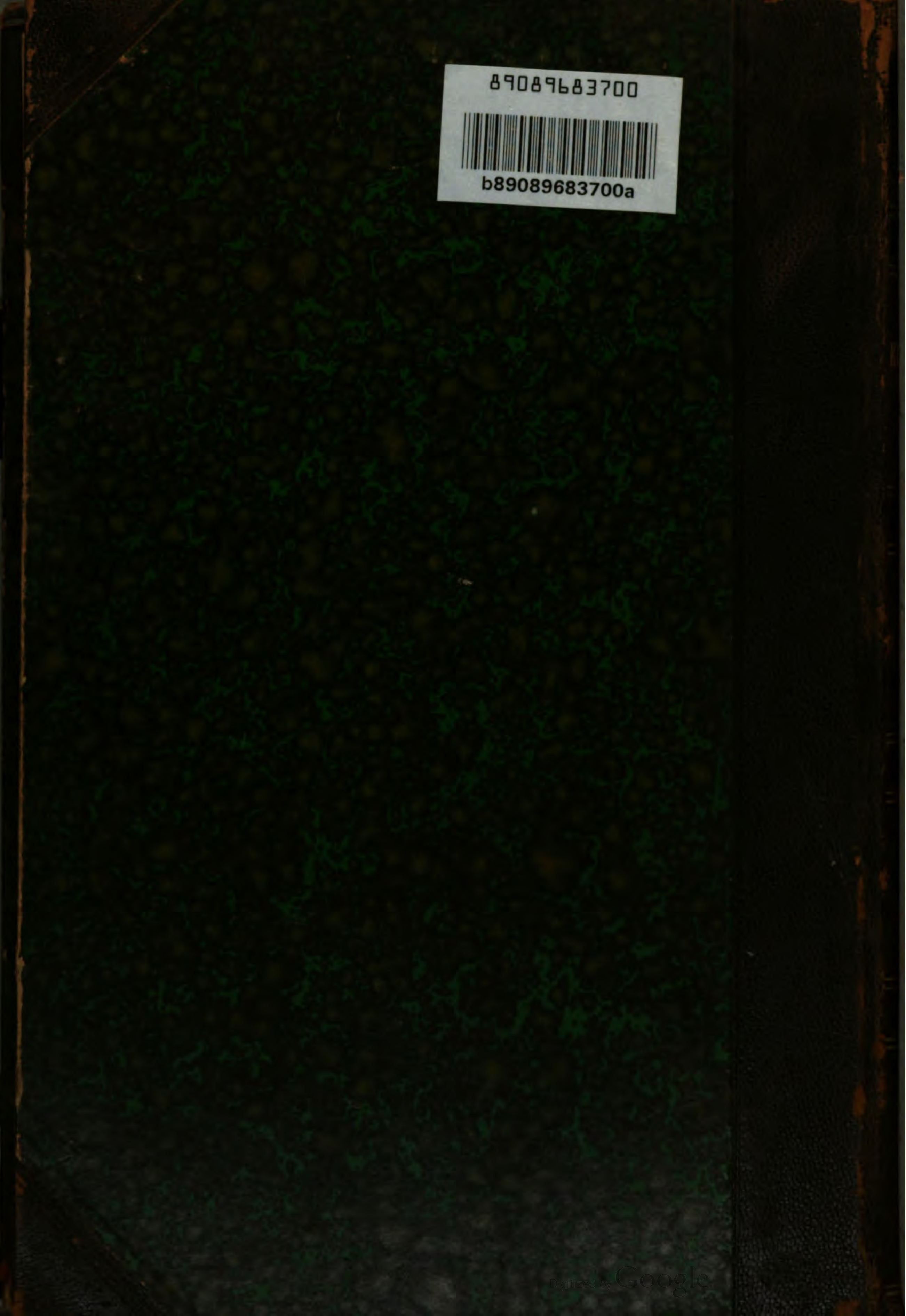
setz durch Rechnung als ausserhalb des Experimentellen liegend angeben konnten, dass wir im Gase im stande waren, den Uebergang von der Gültigkeit zur scheinbaren Abweichung und von der scheinbaren zur wahren Abweichung und schliesslich das völlige Verschwinden der Fundamente des Gesetzes experimentell festzustellen, dass wir aber im Metall nur bis zu einer mit dem Experiment verträglichen, oberen Grenze für die wahre Abweichung gekommen sind.

Wie der Vorgang der Leitung erfolgt, davon konnten wir im Elektrolyt und im Gase uns fruchtbare Bilder mit Hilfe atomistischer Hypothesen schaffen; das ist bisher für die metallische Leitung noch nicht annähernd gleich befriedigend erfüllt, aber die atomistische Erklärung gewinnt auch hier an innerer Wahrscheinlichkeit. Die Ableitung des Wiedemann-Franzschen Gesetzes des konstanten Verhältnisses von Metall- und Wärmeleitung aus altbewährten kinetischen Vorstellungen ist ein erster grosser Erfolg [1]). Alles weist darauf hin, dass die Atomistik hier wie in der Gas- und der Elektrolytleitung zu innerer Erklärung berufen ist, dass sie hier wie in allen Gebieten der modernen Physik zu neuer vertiefter Naturbetrachtung führen wird.

[1]) Vergl. E. Riecke, Drudes Ann. **2**, 841 (1900) oder P. Drude, l. c., auch M. Reinganum, Drudes Ann. **2**, 402 (1900).






89089683700
b89089683700a